

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
Nr. 170

Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nordostatlantik

Analysis of low frequency current fluctuations in the
North-East Atlantic Ocean

DOI 10.3289/IFM_BER_170

von
T.J. Müller

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde
Abt. Meeresphysik
2300 Kiel 1
Düsternbrooker Weg 20

ISSN 0341-8561

1987

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
Nr. 170

Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nordostatlantik

Analysis of low frequency current fluctuations in the
North-East Atlantic Ocean

von
T.J. Müller

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde
Abt. Meeresphysik
2300 Kiel 1
Düsternbrooker Weg 20

ISSN 0341-8561

1987

Diese Arbeit wurde 1987 als Dissertation von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel angenommen.

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|---|-------|
| Zusammenfassung | 1 |
| Summary | 2 |
| 1. Einführung | 3 |
| 2. Der Datensatz | 7 |
| 2.1 Tiefpaßgefilterte Zeitreihen | 13 |
| 2.2 Die vertikale Struktur der Strömungen | 15 |
| 2.3 Vertikale Inter- und Extrapolation | 31 |
| 2.4 Zeitliche Interpolation | 42 |
| 2.5 Der interpolierte Datensatz | 43 |
| 3. Zeitreihenanalyse | 47 |
| 3.1 Statistik der Zeitreihen | 49 |
| 3.2 Das mittlere Strömungsfeld im nördlichen Kanarenbecken | 67 |
| 3.3 Jahreszeitliche Schwankungen | 71 |
| 4. Spektralanalyse | 77 |
| 4.1 Die Verteilung des fluktuativen Anteils der Energie im Frequenzraum | 77 |
| 4.2 Ein Vergleich mit Modellen winderzeugter Strömungsschwankungen | 94 |
| 5. Schlußdiskussion | 112 |
| Literaturverzeichnis | 116 |
| Abbildungsverzeichnis | 122 |
| Anhang A: Vertikale Empirische Orthogonalfunktionen (EOF) | 130 |
| Anhang B: Lineare Approximation | 132 |
| Anhang C: Hauptvarianzrichtung | 134 |

Zusammenfassung

Strömungsmessungen von 13 Positionen im Nordostatlantik zwischen 28°N und 42°N und östlich von 27°W werden in Form von tiefpaßgefilterten Tagesmitteln analysiert. Die Zeitreihen stammen hauptsächlich aus der Warmwassersphäre und sind meist zwischen 200 d und 380 d, in einem Fall (Position N1, 33°N , 22°W) 2049 d lang. Mittlere Strömungen in der Warmwassersphäre sind klein und bestätigen den generellen Verlauf des baroklinen mittleren Feldes, jedoch sind die Beträge etwas höher, was zu etwas höheren Transportabschätzungen führt. Die Strömungsschwankungen besitzen integrale Zeitskalen allgemein von 20 d bis 30 d, vergleichbar mit denen aus dem Nordwestatlantik, ausgenommen die zonale Komponente von Position N1 (70 d). Die Fluktuationsenergie ist mäßig (zwischen $5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ und $40 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ je nach Tiefe und Position). Im nördlichen Kanarenbecken besitzt sie ein Maximum bei Perioden zwischen 50 d und 200 d. Weder Varianz noch die Strömung selbst zeigen ein jahreszeitliches Signal, jedoch scheint in der zonalen Komponente von Position N1 ein sehr langperiodisches (ca. 3.5 Jahre) Signal vorzuliegen.

Die barotrope Mode enthält zwischen 31% und 72% der Energie; sie und die erste barokline Mode zusammen mehr 80%, die zweite Mode maximal 17%. Höhere Moden sind energetisch unwichtig. Die spektrale Verteilung ihrer Energie im Frequenzraum wird mit den Prognosen der ozeanischen Reaktion auf stochastische Windfelder aus drei Modellen verglichen.

Summary

Eulerian current measurements from 13 positions of the North-East Atlantic ocean between 28°N and 42°N and east of 27°W are analysed with respect to low frequency ($<1 \text{ d}^{-1}$) variations. Most of the time series are from the main thermocline and 200 d to 380 d long, in one case (position N1, 33°N, 22°W) the series are 2049 d long.

Mean current vectors generally confirm the mean baroclinic circulation pattern as inferred from historical data but show higher velocities. Integral time scales of the fluctuative part of the currents are of order of 20d to 30 d and are comparable to those from the North-West Atlantic. Only the east component on position N1 has an extremely long integral time scale (70 d). The level of the fluctuative part of kinetic energy is moderate ($5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ to $40 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) according to position and depth. In the northern Canary basin it has a maximum in the mesoscale range 50 d to 200 d. Neither in the currents nor in their variances a seasonal signal was detected. On the other hand the zonal component at position N1 shows a very slowly varying signal of about 3.5 y period.

Both, the barotropic and the first baroclinic mode contain more than 80 % of the fluctuative part of the energy, the barotropic mode alone between 31 % and 72 %, and the second mode up to 17 %. Higher modes are energetically unimportant. The spectra of the barotropic and of the first baroclinic mode are compared with model spectra of the oceanic response to fluctuative wind fields.

1. Einführung:

Mit Beginn der 70-er Jahre wandte sich das Interesse der physikalischen Ozeanographie verstärkt der Untersuchung mesoskaliger Schwankungen im Meer zu. Dies hatte im wesentlichen zwei Gründe (Wunsch, 1981): In Anlehnung an die bereits vollzogene Entwicklung in der Meteorologie sahen Theoretiker die Notwendigkeit, zeitabhängige Prozesse im Meer zu studieren. Herausgefordert wurde dies auch durch die meßtechnische Entwicklung, die es jetzt erlaubte, mit einer vertikalen Auflösung von 1 m die Schichtung zu erfassen und Teilchenbahnen mit Hilfe von Driftbojen an der Meeresoberfläche und in vorgegebenen Dichtehorizonten über viele Tage und Wochen zu verfolgen. Strömungsmessungen mit selbstregistrierenden Geräten in Unterwasserverankerungen, d.h. ungestört durch Seegang und Dünung, lagen seit Ende der 60-er Jahre für jeweils einige Wochen an ausgewählten Punkten vor. Alle Messungen mit diesem neuen Instrumentarium zeigten, daß es auch im Ozean auf Zeitskalen zwischen der kurzperiodischen Variabilität von Gezeiten und Trägheitsbewegungen sowie der mittleren Zirkulation noch andere energiereiche Schwankungen geben mußte. Parallel zu den theoretischen Überlegungen und der stürmischen Entwicklung bei der in-situ Meßtechnik erlaubten es immer leistungsfähigere Computer, Modelle höher auflösend zu rechnen, Einzelprozesse numerisch zu studieren und die Variabilität zu prognostizieren (z. B. Robinson et al., 1977) sowie an Bord unmittelbar Daten zu analysieren und so Entscheidungshilfen bei der Fahrtplanung zu geben.

Viele Experimente wurden seither zur Untersuchung mesoskaliger Variabilität durchgeführt, die sich auf Zeitskalen von einigen Tagen bis viele Monate bezieht, sowie horizontal 1 km bis einige hundert km und vertikal einige 10 m bis zur gesamten Wassersäule umfaßt. Die Feldexperimente standen immer auch in enger Beziehung zu den Modellentwicklungen. Die Untersuchungsgebiete lagen vorwiegend im Nordatlantik; genannt seien die wichtigsten unter ihnen, bei denen auch Strömungsmessungen in Unterwasserverankerungen über mindestens ein halbes Jahr vorliegen (Abb. 1.1). Beim britisch-amerikanischen Projekt MODE (Mid-Ocean Dynamics Experiment) wurden u.a. erstmals objektiv analysierte Karten des Strömungsfeldes eines mesoskaligen Wirbelfeldes im Untersuchungsgebiet erstellt und die Vertikalstruktur des Strömungsfeldes durch einige wenige Eigenfunktionen dargestellt (The Mode Group, 1978).

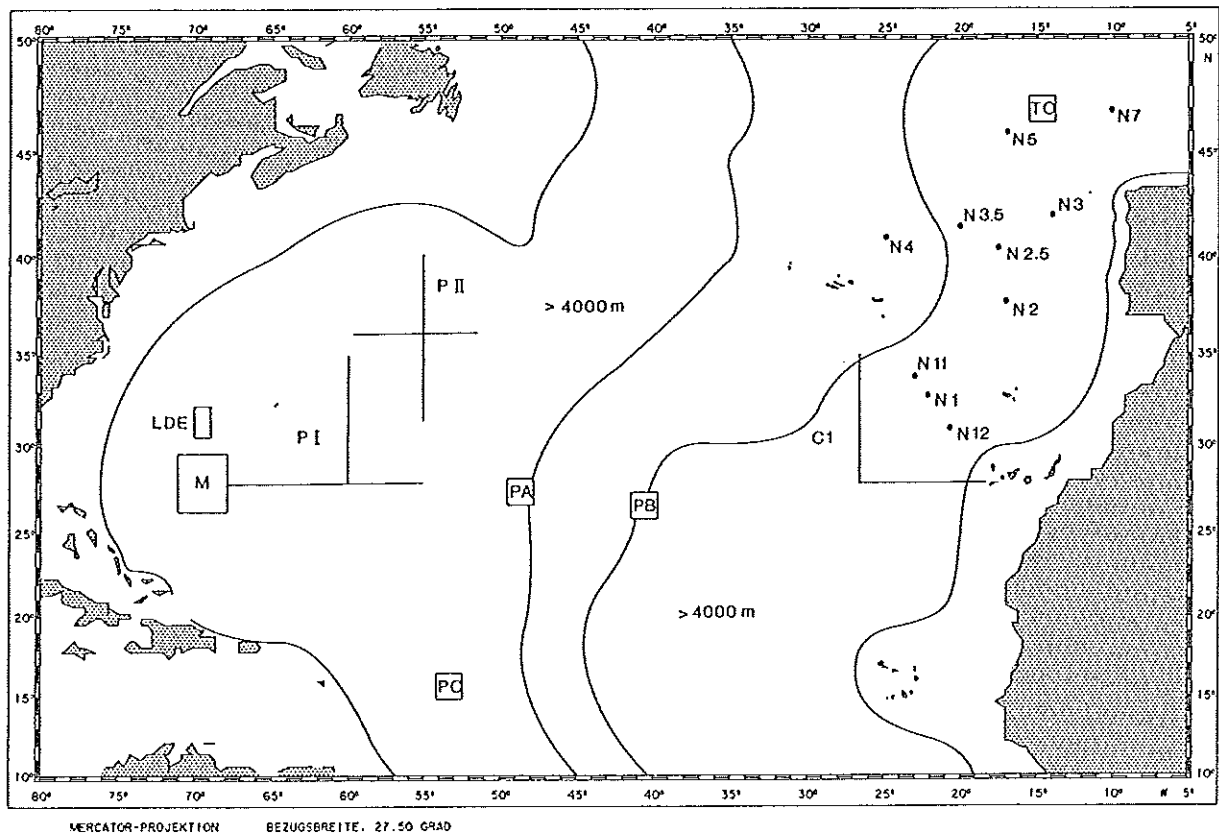


Abb. 1.1: Untersuchungsgebiete wichtiger Experimente zur mesoskaligen Variabilität mit Langzeitverankerungen im Nordatlantik: M (MODE-Gebiet); PI, PII, PA, PB, PC, LDE (POLYMODE: arrays I, II; cluster A, B, C; Local Dynamics Experiment); TO (TOURBILLON); N1 bis N12 sind die NEADS-Positionen; C1 (Langzeitverankerungen des IfM Kiel im Kanarenbecken). Abkürzungen und Quellen s. Text. Der allgemeine Verlauf der 4000 m Tiefenlinie ist angegeben.

Das Folgeexperiment POLYMODE, das vorwiegend durch die USA und die Sowjetunion durchgeführt wurde, verteilte die direkten Strömungsmessungen (Fu et al., 1982) vor allem regional: im alten MODE-Gebiet und östlich davon (Array I), südlich des Golfstroms (Array II) sowie beiderseits des Mittelatlantischen Rückens (Cluster A und B) auf 28°N und im westlichen Teil des Nordäquatorialstroms (Cluster C). Hinzu kam noch ein prozeßorientiertes Experiment (Local Dynamics Experimente, LDE; Owens et al., 1982) im Bereich der direkten Golfstromrezirkulation. Zeitlich parallel, aber mit wesentlich geringerem materiellen Aufwand, wurden im Nordostatlantik im Rahmen des britisch-französisch-deutschen Projekts NEADS (North East Atlantic Dynamic Studies, Gould 1976) an insgesamt sieben Positionen Verankerungen mit jeweils vier Strömungsmessern ausgelegt, um hier die regionale Verteilung der Fluktuationen der kinetischen Energie zu untersuchen. Es zeigte sich, daß im Nordostatlantik zwar nicht soviel mesoskalige Energie enthalten ist wie im Nordwestatlantik; die Strömungsmessungen zeigten aber auch, daß er nicht so arm an Fluktuationen ist, wie bisher angenommen wurde (Gould, 1983; Dickson, 1983; Dickson et al., 1985). Im französischen Experiment TOURBILLON (franz. "Wirbel") konnte dies auch an einzelnen Wirbeln studiert werden (Le Groupe Tourbillon, 1983).

Im Kieler Sonderforschungsbereich "Warmwassersphäre des Atlantiks", SFB 133, wurde im Teilprojekt C1 seit 1980 die Rezirkulation des Subtropenwirbels und seine Variabilität untersucht. Hierzu wurden einerseits hydrographische Daten auf 3x3-Feldern im östlichen Nordatlantik gemittelt und hinsichtlich der Verbreitung von Wassermassen und der Zirkulation analysiert (Willenbrink, 1982; Stramma, 1981, 1984a, 1984b) und andererseits Langzeitstrommessungen an ausgewählten Positionen im nördlichen Kanarenbecken durchgeführt (Abb. 1.2), teilweise zunächst in Fortsetzung des NEADS-Programms (Positionen N1, N11, N12) mit voller vertikaler Überdeckung durch 6 Strömungsmesser, teils als Spezialprogramm zur Registrierung von Temperaturschwankungen in den oberen 1000 m mit einem zusätzlichen Strömungsmesser in 200 m Tiefe (Positionen U, B, T, R, O, P, E, X). Bis auf die Positionen N2 und N2.5 liegen alle im Bereich der Rezirkulation des Subtropenwirbels (Abb. 1.2): Die Positionen U, B, N11 und N1 in der Azorenfront, die bereits von Wüst (1936) in seiner Karte der Dichteverteilung in 200 m Tiefe angedeutet ist und die von Käse und Siedler (1982) in einer quasisynoptischen Aufnahme so bezeichnet wurde, die Positionen R, O, P, E und X im Bereich eines breiten südwärts setzenden Strömungsregimes, des Kanarenstroms.

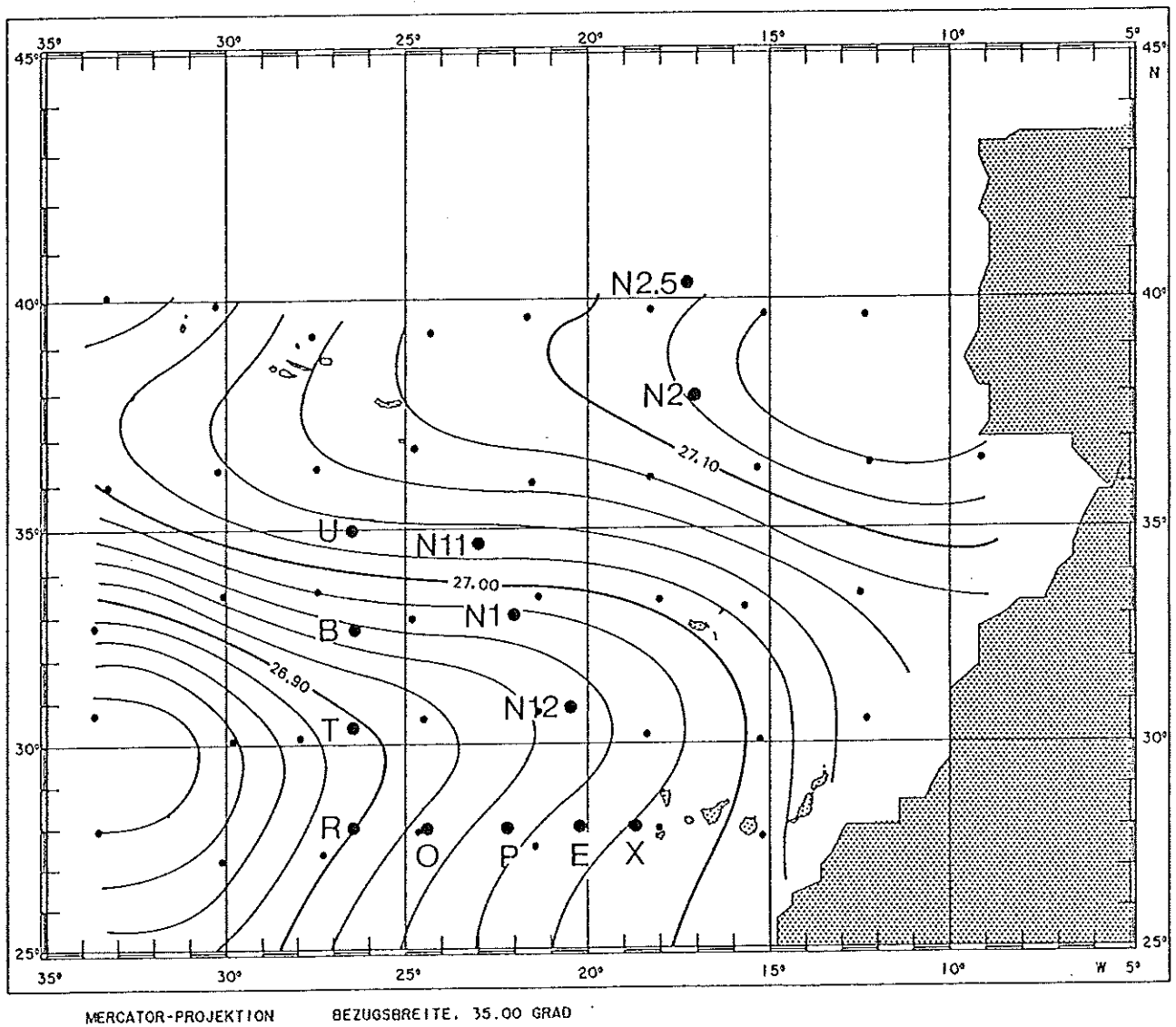


Abb. 1.2: Positionen der Verankerungen (bezeichnete große Punkte) im Kanarischen und im Iberischen Becken sowie die Verteilung der potentiellen Dichte in 400 m Tiefe aus mittleren hydrographischen Daten in 3x3-Grad-Feldern (Willenbrink, 1982) nach einer objektiven Analyse mit einer Korrelationsskala von 330 km. Kleine Punkte geben die mittlere Position in den Feldern an; die verwendeten Positionen von 24°30'N sind nicht im Bild.

Die hier vorgelegte Arbeit befaßt sich vor allem mit der Analyse der direkten Strömungsmessungen, die zwischen zweihundert Tagen und fünfenehalb Jahren lang sind (Position N1) und aus den Jahren 1978 bis 1985 stammen. Ziel ist es zunächst, die Variabilität der Strömungen im Frequenzraum und regional zu beschreiben, die barotropen und baroklinen Anteile und deren Verteilung im Frequenzraum zu berechnen, so bisher fehlende Stützwerte für prognostische numerische Modelle in diesem Seegebiet zu liefern und sie mit anderen Regionen, besonders aus dem Nordatlantik, zu vergleichen. Die Positionen sind dicht genug verteilt (Ab. 1.2) und die Zeitreihen insgesamt lang genug, um mit Hilfe der Mittelwerte die indirekt aus hydrographischen Daten (Stramma, 1984a, b) berechneten Strömungen und Transporte zu testen, sowie mit regionalen Mittelwerten aus Versetzungen von Driftbojen (Krauss und Käse, 1984) zu vergleichen.

Eine offene Frage ist ferner, ob auch im Kanarenbecken ein Jahresgang im fluktuativen Anteil der kinetischen Energie erkennbar ist wie weiter nördlich (Dickson et al., 1982) oder der Jahresgang des Passatwindfeldes zu Rossby-Wellen mit Jahresperiode führt (Krauss und Wübbler, 1982).

Die besonders langen Zeitreihen von Position N1 bieten die seltene Möglichkeit, die gemessenen Spektren des barotropen und baroklinen Anteils in den Schwankungen der kinetischen Energie mit solchen zu vergleichen, die durch Modelle in Folge stochastisch fluktuierenden Windschubs (Willebrand et al., 1980; Müller und Frankignoul, 1981; Lippert und Käse, 1985) prognostiziert werden.

2. Der Datensatz

Die Strömungszeitreihen, die die Basis dieser Analyse bilden, wurden auf dreizehn Positionen im Nordostatlantik in den Jahren 1977 bis 1985 gewonnen und im Institut für Meereskunde in Kiel aufbereitet (s. Müller, 1981; Müller und Zenk, 1983; Müller, 1984; Müller et al., 1987). Eine Übersicht geben Abbildung 1.2 und Tabelle 2.1.

Mit einer Ausnahme (Position N1, IfM-Nr. 276-2, 1665 m) wurden Strömungsmesser vom Typ Aanderaa (Aanderaa, 1978) in Unterwasserverankerungen eingesetzt. Alle Geräte registrierten mit einer Abtastung von 1 bis 2 h außer

Geschwindigkeitsbetrag und -richtung auch die Temperatur, manche zusätzlich die elektrische Leitfähigkeit, so daß mit Hilfe einer Druckregistrierung oder der (konstant angenommenen) Einsatztiefe Zeitreihen des Salzgehalts erstellt werden konnten. Die verwendeten induktiven Leitfähigkeitszellen zeigten jedoch eine so starke, teilweise auch nicht-lineare Drift (Müller, 1984), daß diese Daten nicht weiter berücksichtigt wurden.

Auf den fünf Positionen N2, N2.5, N1, N11 und N12 waren drei bis sechs Strömungsmesser von der Warmwassersphäre bis in die Tiefsee verteilt. Auf den übrigen Positionen liegen Strömungszeitreihen nur aus ca. 250 m Tiefe vor, auf B und T von weniger als 200 Tagen, sonst von mehr als einem Jahr. In der Abbildung 2.1 ist für die fünf Positionen mit vertikaler Überdeckung in einem Zeit-Tiefendiagramm dargestellt, wann und in welcher Tiefe Zeitreihen von Strömung und Temperatur vorliegen. Die Registrierdauer in einem Meßniveau reicht von etwas mehr als einem halben Jahr (N12 und N2.5) bis zu $5\frac{1}{2}$ Jahren (N1, ca. 700 m). Hierbei sind kurze Datenlücken von wenigen Tagen Länge, die zwischen der Aufnahme und Wiederauslegung einer Verankerungskette entstehen, eingeschlossen. In der vertikalen Verteilung entstanden durch den Ausfall von Geräten zum Teil empfindliche und lange Lücken, besonders im Bereich um 250 m und um 3000 m Einsatztiefe. Außerdem fällt beim Betrachten insbesondere der Abbildung 2.1a (Position N1) auf, daß die Geräte bei aufeinander folgenden Auslegungen nicht immer in den gleichen Tiefen registrierten. So beträgt z.B. die Einsatztiefe des obersten Gerätes auf N1 im zeitlich gewichteten Mittel 221 m, das Minimum beträgt 196 m (Verankerung Nr. 264-1), das Maximum 330 m (Nr. 276-5 und 276-6). Dabei sind die tatsächlichen Einsatztiefen in all diesen Fällen mit Hilfe der Messung des Drucks im obersten Gerät (ausgenommen N2), der korrigierten Wassertiefe und der Seillängen bestimmt worden. Zusätzlich wurde geprüft, ob die Temperaturregistrierungen in den so bestimmten Tiefen konsistent mit den Temperaturdaten aus vorliegenden hydrographischen Daten sind. Der absolute Fehler in den Einsatztiefen wird auf weniger als ± 20 m geschätzt.

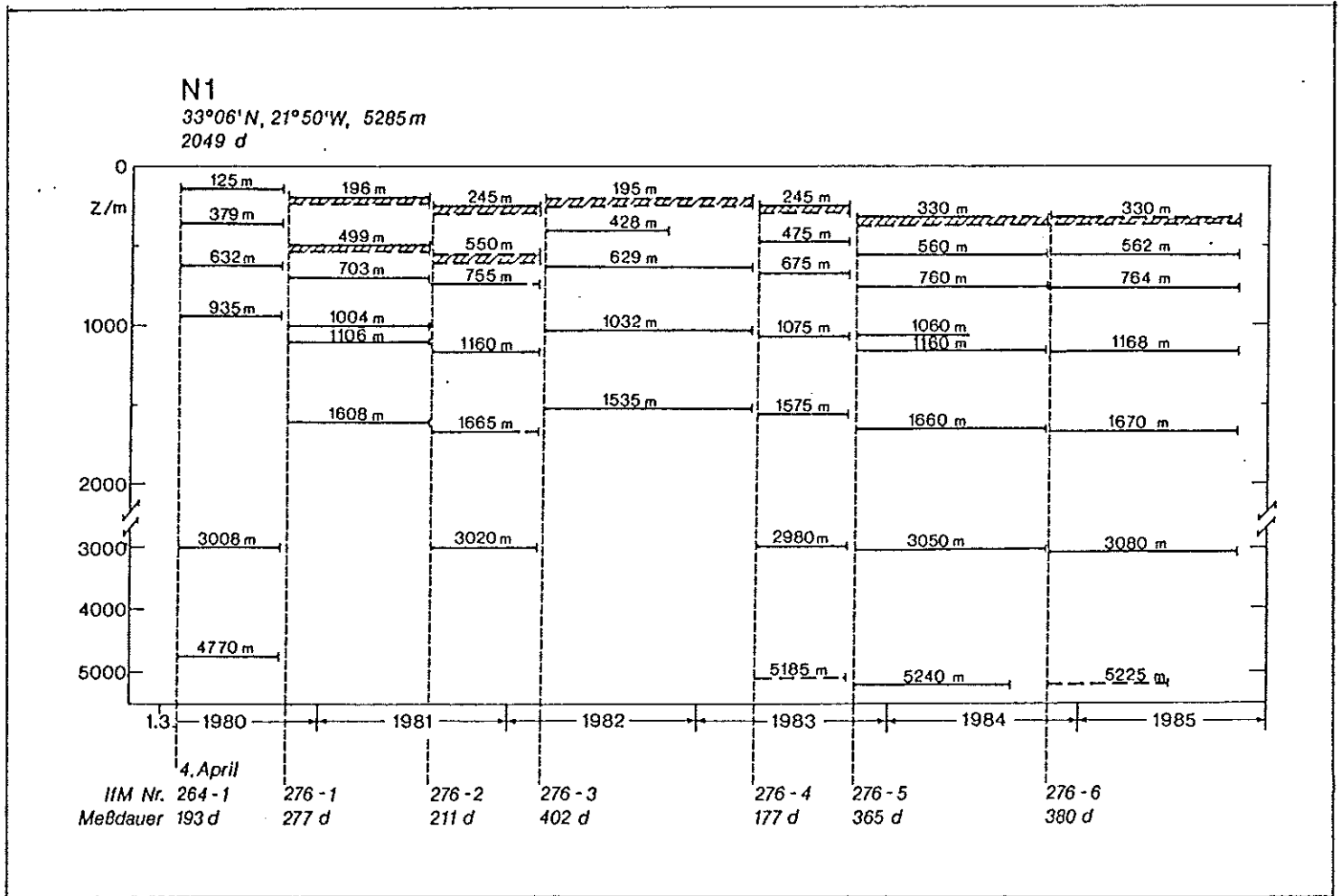


Abb. 2.1: Der verwendete Datensatz.

- Temperatur- und Strömungsmessung
- Temperaturregistrierung in einer Thermistorkette mit 10 Sensoren, verteilt auf 50 m

a) Position N1

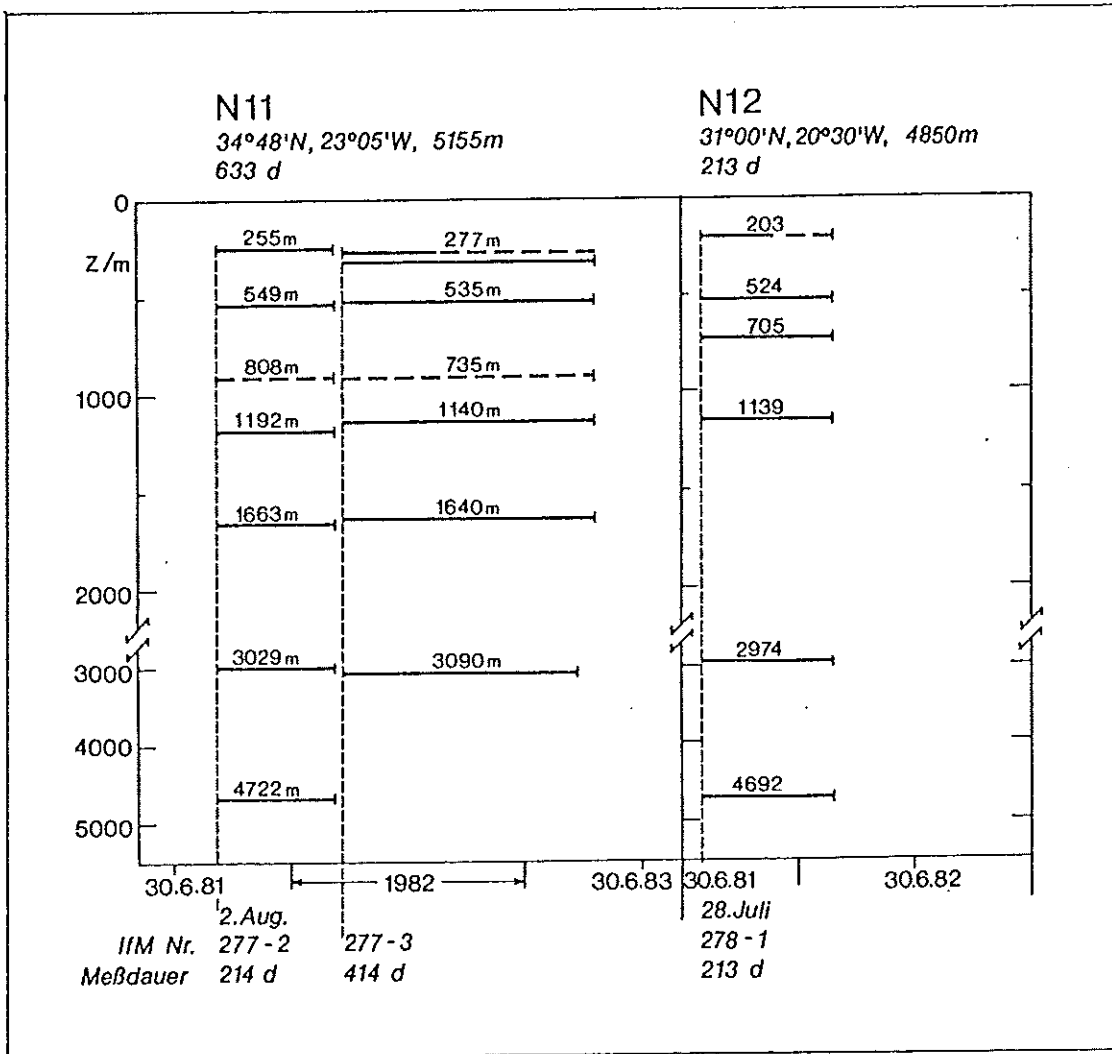


Abb. 2.1:b) wie a), Positionen N11 und N12

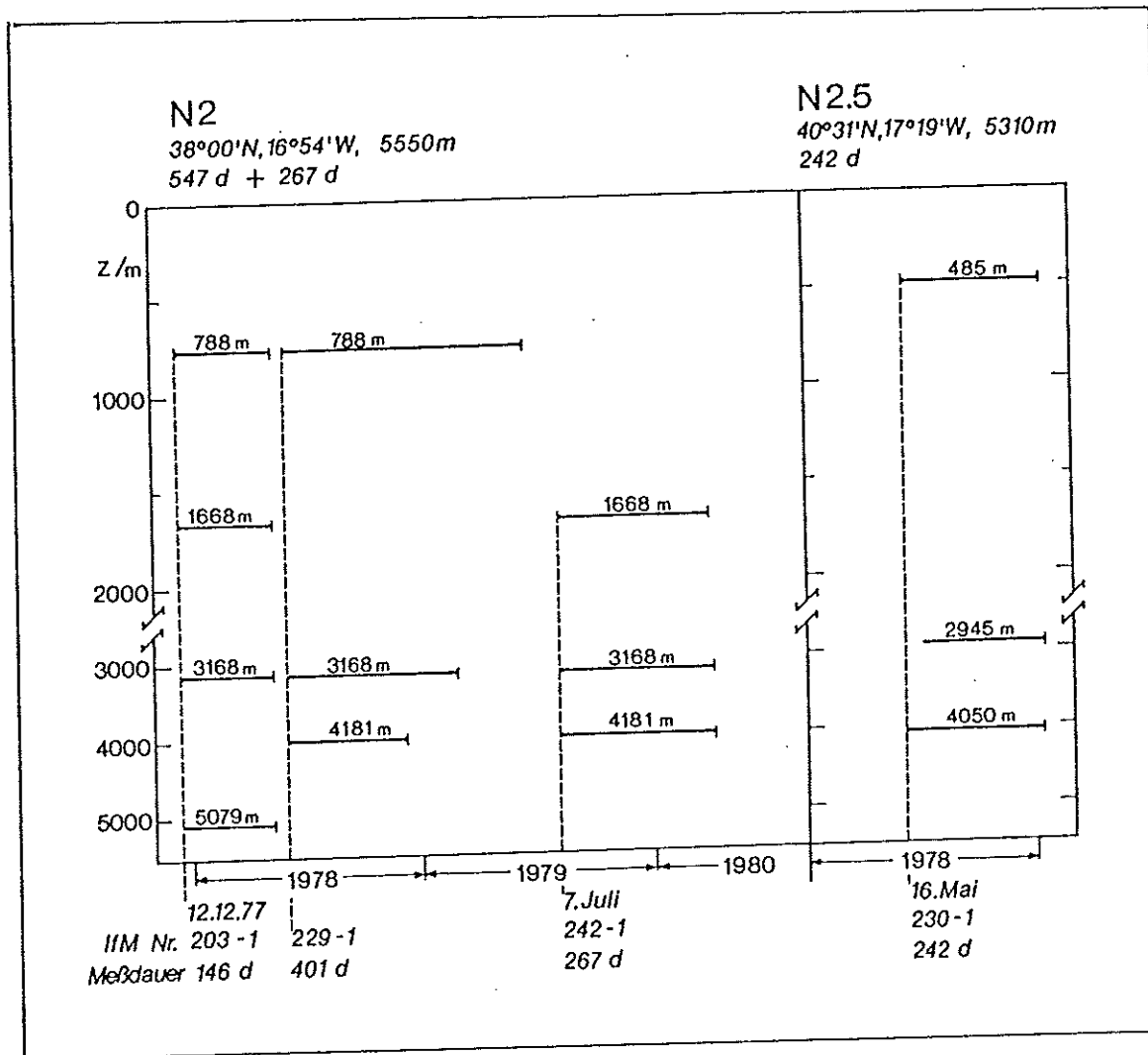


Abb. 2.1:c) wie a), Positionen N2 und N2.5

Tabelle 2.1: Tiefseeverankerungen mit interner Verankerungsnummer (IfM-Nr.), maximaler Registrierdauer (interpoliert) und Zahl der Strömungsmesser. Auf den Positionen N2, N2.5, N1, N11 und N12 registrierten Geräte sowohl in der Warmwassersphäre als auch in der Tiefsee, auf U, B, T, R, O, P, E und X je ein Gerät in ca. 250 m.

| Position | IfM-Nr. | Breite Nord | Länge West | Wasser- tiefe (m) | Zeitreihen | | Strömungs- messer |
|----------|--------------------|----------------|---------------|-------------------------|------------|--------------|----------------------|
| | | | | | Beginn | Länge (d) | |
| N2 | 203/ 229 242 | 38°00' | 16°54' | 5550 | 12 Dez 77 | 547 | 3 - 4 |
| | | | | | 07 Jul 79 | 267 | 3 |
| N2.5 | 230 | 40°31' | 17°19' | 5310 | 16 Mai 78 | 242 | 3 |
| N1 | 264/ 276 | 33°06' | 21°50' | 5285 | 04 Apr 80 | 2049 | 3 - 6 |
| N11 | 277 | 34°48' | 23°05' | 5155 | 02 Aug 81 | 633 | 4 - 5 |
| N12 | 278 | 31°00' | 20°30' | 4850 | 28 Jul 81 | 213 | 5 |
| U | 300 | 35°02' | 26°29' | 4000 | 01 Nov 84 | 376 | 1 |
| B | 301 | 32°39' | 26°30' | 4610 | 02 Nov 84 | 175 | 1 |
| T | 302 | 30°21' | 26°29' | 4900 | 03 Nov 84 | 107 | 1 |
| R | 297 | 28°00' | 26°30' | 5035 | 05 Nov 84 | 275 | 1 |
| O | 296 | 28°00' | 24°28' | 5161 | 26 Okt 83 | 704 | 1 |
| P | 295 | 27°59' | 22°23' | 4860 | 25 Okt 83 | 155 | 1 |
| | | | | | 07 Nov 84 | 326 | |
| E | 294 | 28°01' | 20°23' | 4575 | 29 Okt 83 | 1029 | 1 |
| X | 293 | 28°01' | 18°20' | 3900 | 30 Okt 83 | 488 | 1 |
| | | | | | 31 Okt 85 | 81 | |

Auf den acht Positionen U, B, T, R, O, P, E und X war nur jeweils ein Strömungsmesser in einer Solltiefe von 200 m eingesetzt, und zwar für ein Jahr (Positionen U, B, T), für zwei Jahre (R, O, P) und für drei Jahre (E, X). Auch hier entstanden durch Ausfall von Geräten große Datenlücken, insbesondere auf B, T und R ($\geq 50\%$), in geringerem Maße auf P und X. Nur auf O und E sind außer den kurzen Zeitspannen zwischen Aufnahme und Auslegung der Verankerungen keine Lücken zu verzeichnen.

Auf den dreizehn Positionen, die jeweils mindestens 200 km voneinander entfernt sind, liegt demnach ein horizontal gesehen inkohärenter Satz von Zeitreihen mit ein- bis zweistündiger Abtastung in unterschiedlichen Tiefen vor, der zum Teil große Lücken in der Zeit bzw. der Vertikalen aufweist. Vor ihrer Analyse auf niederfrequente Schwankungen ist deshalb ein geeigneter Tiefpaßfilter anzuwenden sowie ein Interpolationsschema bezüglich der Vertikalen und der Zeit zu finden, das die spektralen Eigenschaften der physikalischen Größen möglichst wenig verfälscht. In den folgenden Abschnitten werden zunächst kurz die Eigenschaften des verwendeten Tiefpaßfilters gezeigt. Anschließend wird gezeigt, daß die vertikale Interpolation fehlender Daten mit Hilfe der vertikalen Eigenfunktionen scherungsfeier Rossbywellen in befriedigender Weise gelingt und daß die verbleibenden kurzen Datenlücken im Zeitbereich mit Hilfe kubischer Splineapproximation geschlossen werden können.

2.1 Tiefpaßgefilterte Zeitreihen

Es wurde bereits erwähnt, daß die Strömungs- und Temperaturzeitreihen mit einer bzw. zwei Stunden abgetastet sind. In Abbildung 2.2 sind zwei typische Beispiele für die Energieverteilung der horizontalen Strömungskomponenten in der Warmwassersphäre des Nordostatlantiks gezeigt. Man erkennt, daß beide Komponenten jeweils gleich viel Energie enthalten und daß die Formen der Spektren im Iberischen Becken und im Kanarenbecken sich gleichen. Die beiden Maxima bei der halbtägigen Gezeit M2 und bei der lokalen Trägheitsfrequenz f sind ausgeprägt. Die direkt zu f benachbarte ganztägige Gezeit trägt nur wenig zur Gesamtenergie bei (s. hierzu Spektren rotierender Komponenten in Müller, 1981). Hinsichtlich der halb- und ganztägigen Gezeiten wurde der Datensatz von Dick und Siedler (1985) analysiert. Oberhalb der Frequenz der halbtägigen Gezeit findet man neben einigen kleineren nicht immer signifikanten Maxima, die möglicherweise zu höheren Harmonischen gehören, einen generellen Abfall der Energie mit ω^{-2} . Zu niedrigeren Frequenzen sind die Spektren rot.

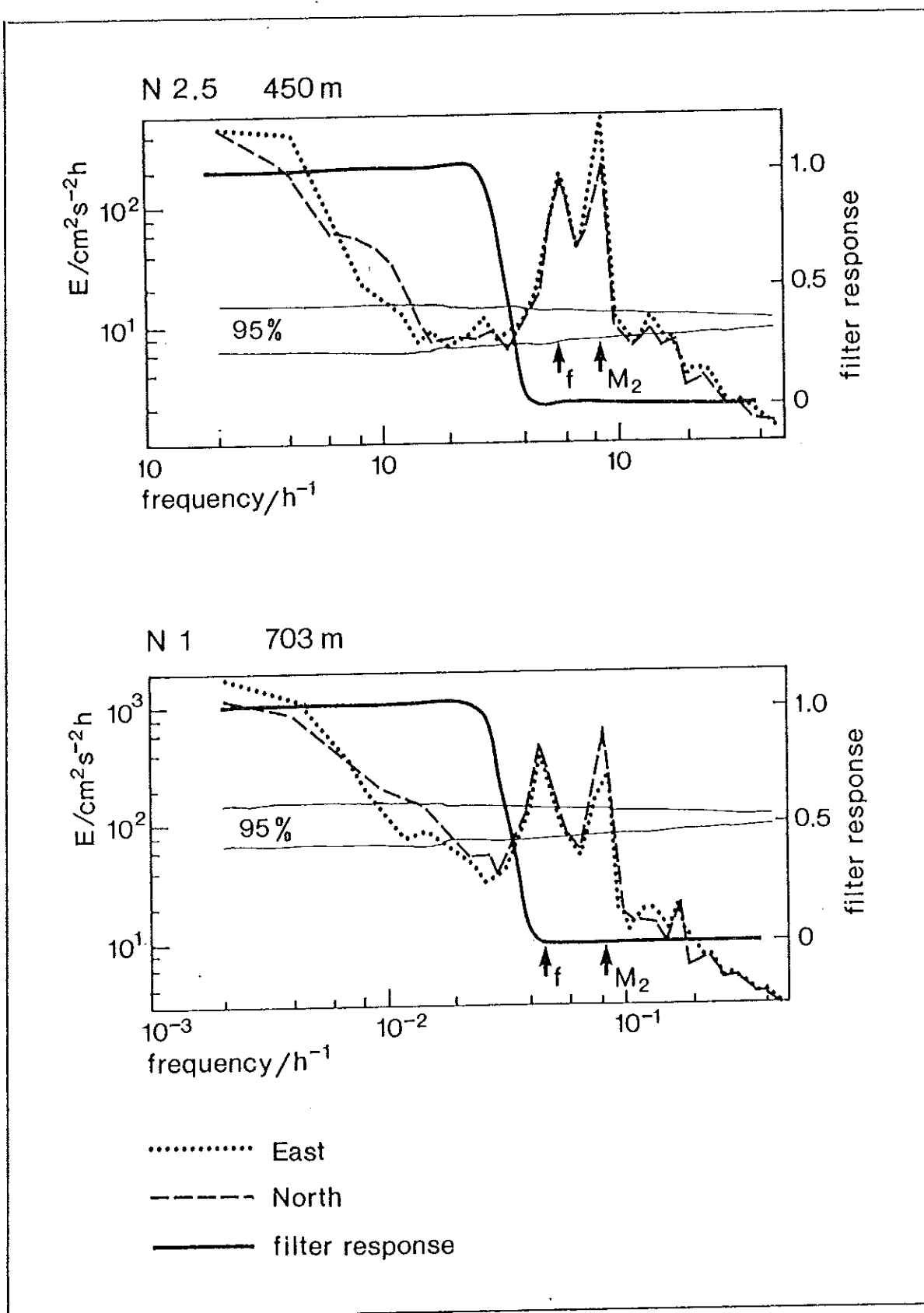


Abb. 2.2: Frequenzspektren von Energiedichten E von Ost - (....) und Nordkomponente (---) der Geschwindigkeit im Iberischen Becken (Position N2.5, IfM-Nr. 230-1, oberes Bild) und im Kanarenbecken (Position N1, IfM-Nr. 276-1, unteres Bild). Eingezeichnet sind auch die Kennlinie des Tiefpaßfilters sowie die Frequenzen der halbtägigen Gezeit (M_2) und der Vertikalkomponente der lokalen Trägheitsperiode (f).

Für die weitere Bearbeitung wurden die Daten zunächst mit einem Tiefpaß gefiltert, dessen Kennlinie ebenfalls in Abbildung 2.2 angegeben ist. Alle Schwankungen bei Perioden kleiner als 36 h (Frequenzen größer als $3 \times 10^{-2} \text{ h}^{-1}$) werden herausgefiltert, also auch die Gezeiten und die Trägheitsbewegungen; Bewegungen mit Perioden größer als 50 h (Frequenzen kleiner $2 \times 10^{-2} \text{ h}^{-1}$) bleiben erhalten. Der Anstieg der Kennlinie von hohen zu niedrigen Frequenzen liegt im Bereich eines Energieminimums im Spektrum. Man darf deshalb erwarten, daß der Filter Form und Niveau des Spektrums in diesem Bereich nur wenig verfälscht. Von den gefilterten Zeitreihen wurden anschließend Tagesmittelwerte berechnet, die die Grundlage für die weitere Bearbeitung bilden.

Die so entstandenen Vektorzeitreihen sind für die fünf Positionen mit voller vertikaler Überdeckung nach Tiefenbereichen sortiert und in Abbildung 2.3 dargestellt. Besonders bei den Positionen im Kanarenbecken (N1, N11 und N12), aber auch bei den beiden anderen, ist auf Zeitskalen von bis zu einigen Monaten oft eine große Ähnlichkeit der Strömungsrichtung über einen großen Teil der Wassersäule hinweg zu beobachten. Dabei wird die Amplitude meist mit der Tiefe geringer, z.B. auf N1 Mitte 1980, zur Jahreswende 1980/81 und Mitte 1985, auf N11 zu Beginn der Registrierung; manchmal hat sie aber auch im Niveau des Mittelmeerwassers bei ca. 1000 m Tiefe ein Maximum und nimmt nach oben und unten gleichmäßig ab, z.B. auf N1 Mitte 1981. Dieser anschaulich oft sehr gleichmäßig erscheinende Verlauf der Zeitreihen mit der Tiefe läßt vermuten, daß man eine einfache vertikale Struktur der Schwankungen finden und diese zur vertikalen Interpolation auf feste Tiefenniveaus benutzen kann.

2.2 Die vertikale Struktur der Strömungen

Beim Betrachten der Vektorzeitreihen in Abb. 2.3 ist aufgefallen, daß nicht selten Ereignisse in den Strömungen auftreten, die einen großen Teil der Wassersäule erfassen und korreliert erscheinen. Diese Beobachtung legt den Versuch nahe, den in einer Verankerungskette zur Zeit t_i in der Tiefe z_j gemessenen horizontalen Strömungsvektor $\underline{d}_u(t_i, z_j)$ in einen zeitabhängigen und in einen ortsabhängigen Anteil zu faktorisieren:

$$(2.1) \quad \underline{d}_u(t_i, z_j) = \sum_{m=1}^M \underline{a}_m(t_i) \cdot \phi_m(z_j) + \underline{r}(t_i, z_j)$$

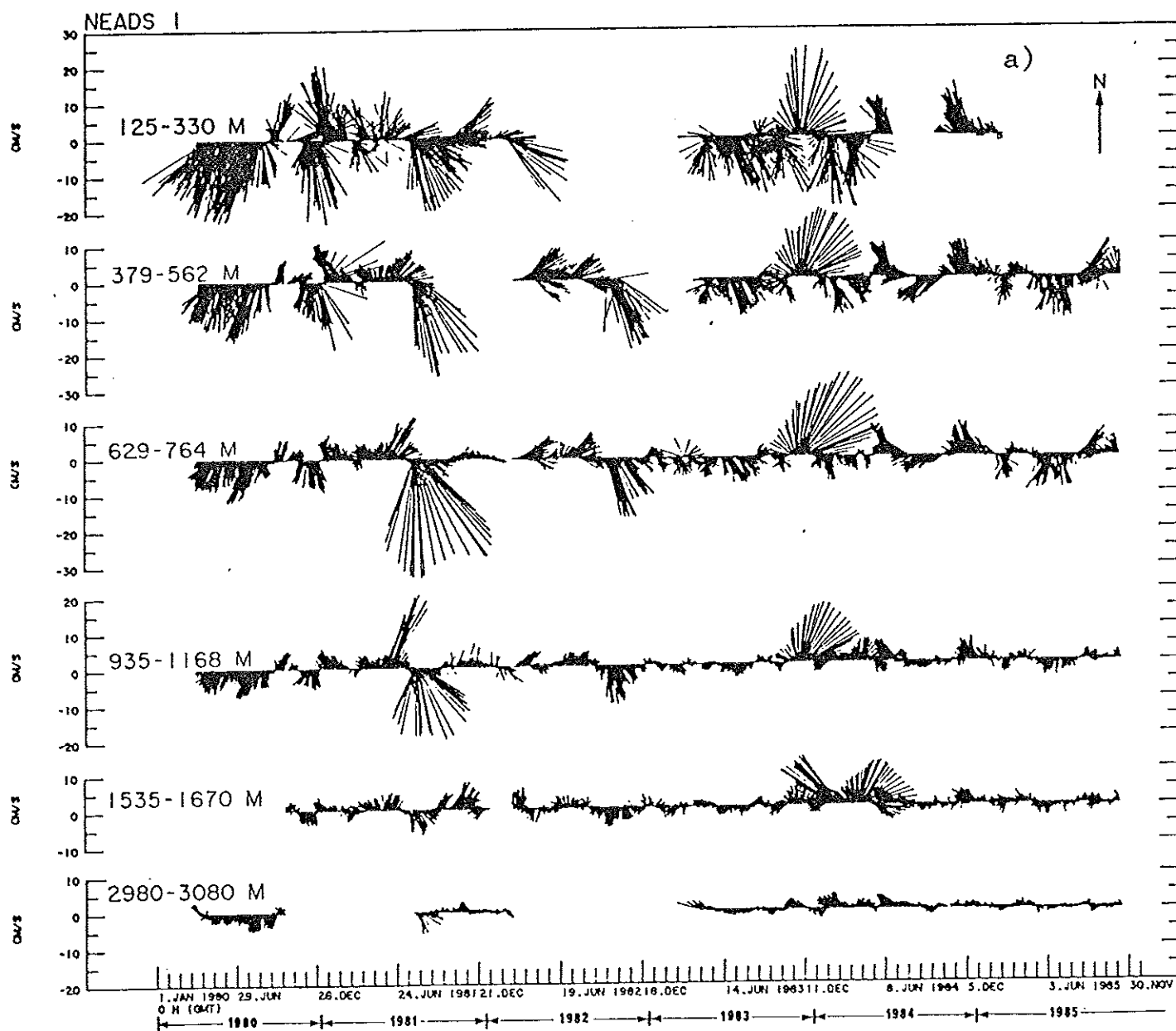


Abb. 2.3: Vektorzeitreihen tiefpaßgefilterter Tagesmittelwerte, Daten nach Tiefenbereichen sortiert, Positionen N1 (a), N11 (b), N12 (c), N2 (d) und N2.5 (e).

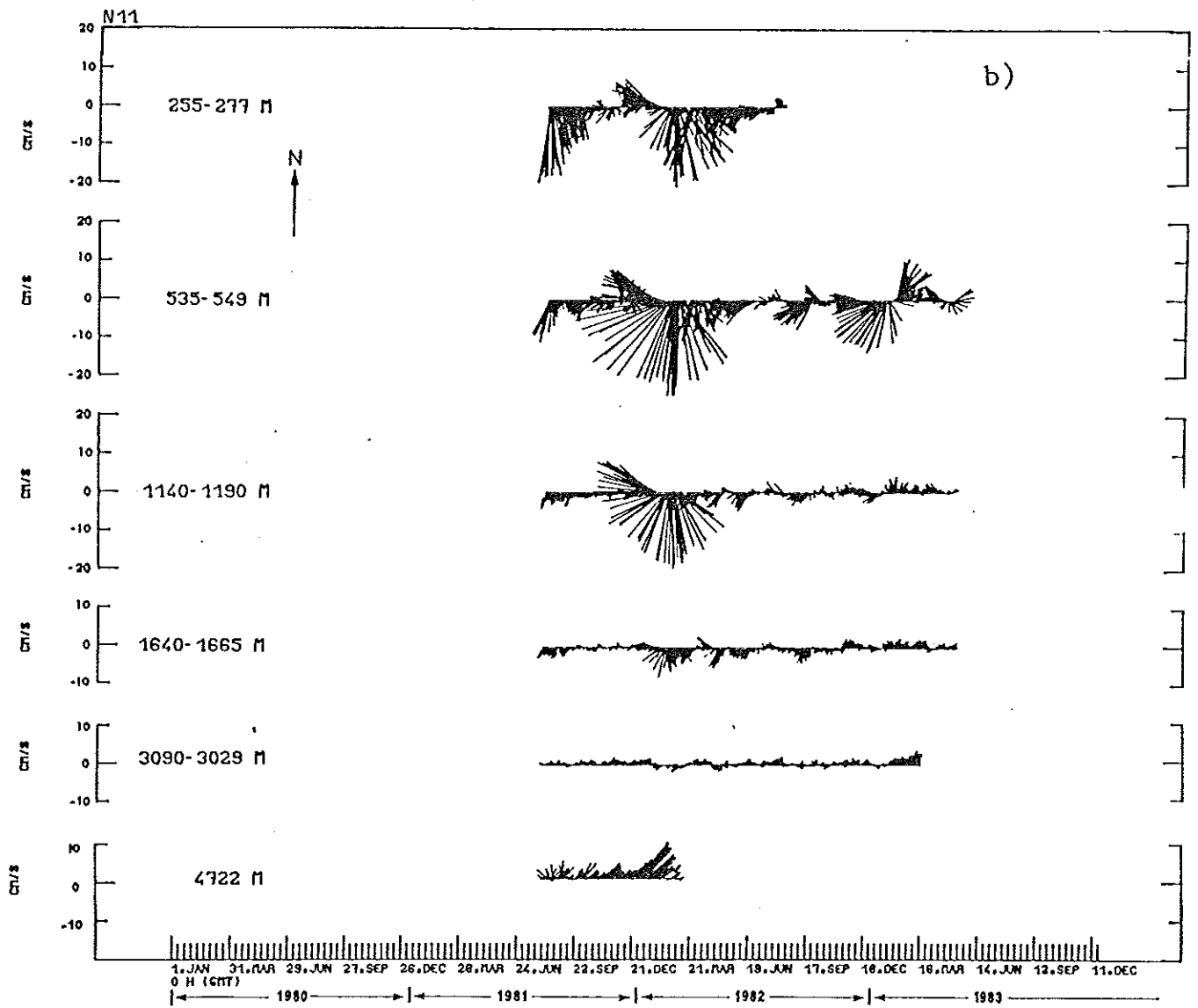


Abb. 2.3: b)

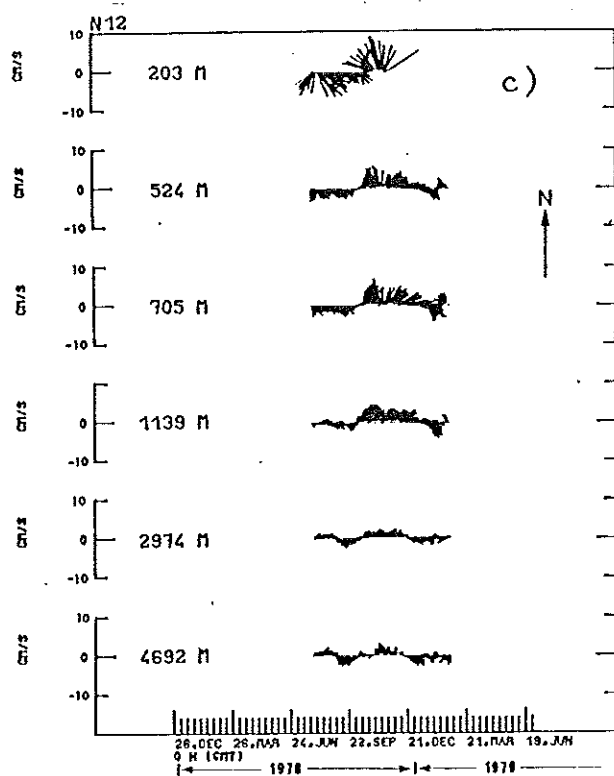


Abb. 2.3: c)

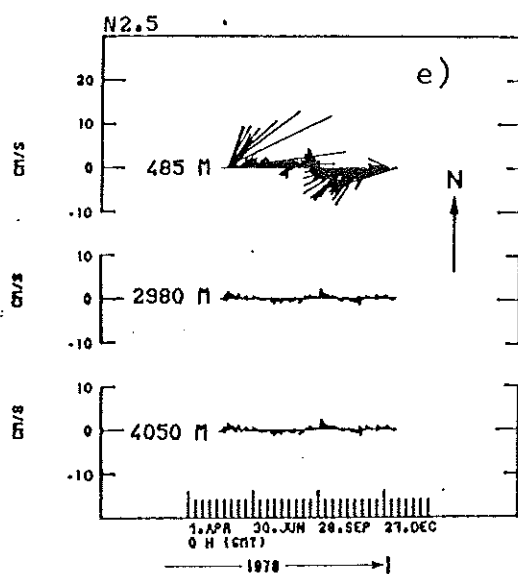
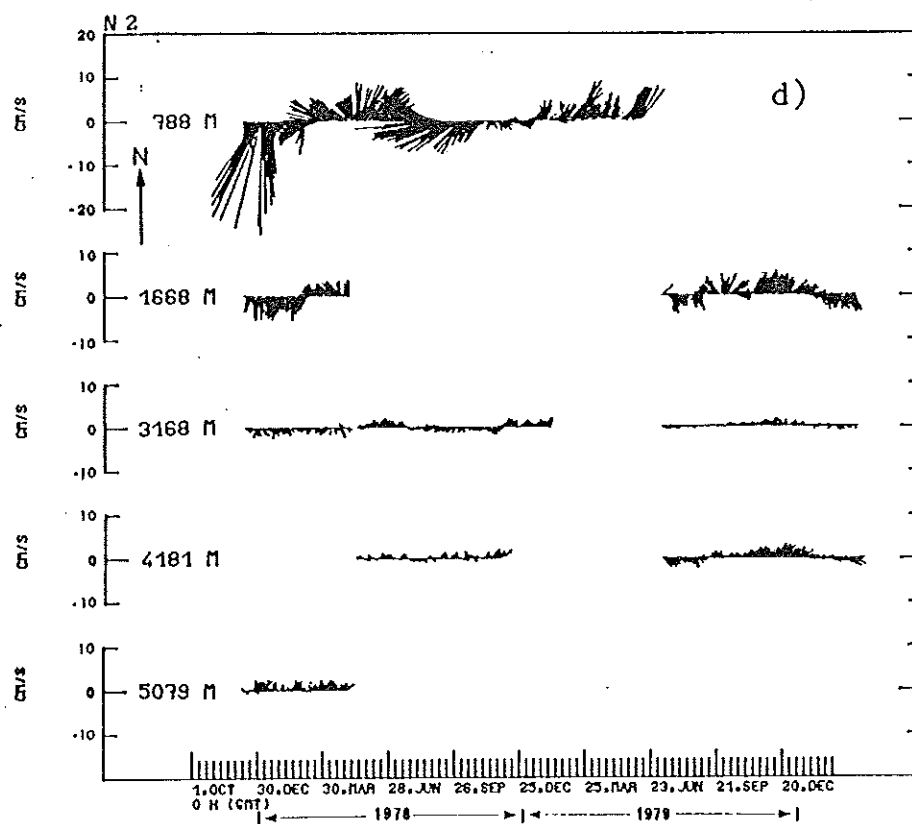


Abb. 2.3: d) und e)

Die unbekannten Funktionen $a_m(t_i)$ und $\phi_m(z_j)$ sind so zu bestimmen, daß die Amplituden des Restgliedes $r(t_i, z_j)$ klein gegen die Amplituden der Daten $d_u(t_i, z_j)$ sind. Außerdem soll der Approximationsgrad M niedrig sein und so gewählt werden, daß eine weitere Erhöhung von M keine signifikante Verringerung des Rauschsignals $r(t_i, z_j)$ bringt, d.h. man möchte mit möglichst wenig Funktionen die in den Daten enthaltene Varianz approximieren.

Eine weitere Anforderung an die ϕ_m ist, daß sie entweder die Kinematik bzw. Dynamik der Bewegung beschreiben soll, wie sie aus einer theoretischen Betrachtung folgt, oder aber die statistischen Eigenschaften der Daten möglichst gut beschreiben. Beide Wege sind bei der Auswertung des "Mid-Ocean Dynamic Experiment" (MODE), das Anfang der 70-er Jahre im zentralen Nordwestatlantik durchgeführt wurde (The MODE Group, 1978), beschritten worden. Es zeigte sich, daß Strömungsmessungen aus einzelnen Verankerungen sich durch zwei linear überlagerte Rossby-Moden anpassen ließen und daß diese Moden gekoppelt waren (McWilliams und Shen, 1980). Letzteres wurde durch eine (statistische) Analyse nach vertikalen Empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) belegt und steht in einem gewissen Widerspruch zur vorausgesetzten linearen Theorie, bei der ja gekoppelte Moden gerade ausgeschlossen werden. Andererseits läßt sich prinzipiell jedes vollständige Funktionensystem zur Darstellung verwenden, also auch das der Rossby-Moden, selbst wenn sie nicht diejenigen sind, die den physikalischen Prozeß korrekt beschreiben (Richman et al., 1977).

Die in dieser Arbeit verwendeten vertikalen Eigenfunktionen $F_m(z)$ ergeben sich als Lösung der sogenannten vertikalen Strukturgleichung (Pedlosky, 1979)

$$(2.2a) \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{f_0^2}{N^2(z)} \frac{dF_m}{dz} \right) + \lambda_m^2 F_m(z) = 0$$

mit den Randbedingungen an der starren Meeresoberfläche und am ebenen Meeresboden:

$$(2.2b) \quad \frac{dF_m}{dz} = 0 \quad \text{für } z = 0, -H.$$

Das System (2.2) beschreibt die Vertikalstruktur sowohl linearer quasigeostrophischer Bewegungen mit verschwindender mittlerer Strömung, z.B. von

Rossby-Wellen (Pedlosky, 1979), als auch die von langen Schwerewellen (LeBlond und Mysak, 1978), sofern die betrachteten Frequenzen nur klein gegen die der Stabilitätsfrequenz $N(z)$ sind. Dabei geben die $F_m(z)$ die Vertikalabhängigkeit der Schwankungen von Druck und horizontalen Strömungen wieder, die Ableitungen dF_m/dz die der Vertikalbewegung und der Dichte. Unter den genannten Voraussetzungen sind die $F_m(z)$ gemäß dem System (2.2) unabhängig von der horizontalen und zeitlichen Struktur des betrachteten Prozesses, z.B. von Wellenzahlvektor und Frequenz. Da sie u.a. die Vertikalstruktur von freien linearen Rossby-Wellen beschreiben, werden die $F_m(z)$ auch Rossby-Moden genannt.

Wie in Kapitel 3 gezeigt wird, ist die mittlere Strömung im betrachteten Gebiet insgesamt schwach und nur mit großen Fehlern zu bestimmen. Der Einfluß schwacher vertikal gescherter Strömung auf die Vertikalstruktur niederfrequenter horizontaler Strömung ist zwar durchaus zu erkennen (s. McWilliams und Shen, 1980, deren Abb. 3, für die MODE-Region), für die Darstellung gemessener Strömungen mit relativ geringer vertikaler Auflösung aber doch eher von untergeordneter Bedeutung. Groß ist dagegen ihr Einfluß auf das Dispersionsverhalten und die Stabilität barokliner Rossby-Wellen (Kang und Magaard, 1979), was im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht untersucht wird.

Die Funktionen $F_m(z)$ bilden ein vollständiges System; sie sind orthogonal und können normalisiert werden (s. z.B. Krauß, 1966; Pedlosky, 1979):

$$(2.3) \quad \int_{-H}^0 F_n(z) F_m(z) dz = \delta_{nm} \quad \text{mit } \delta_{nm} \text{ als Kroneckersymbol.}$$

Eine Lösung von (2.2) ergibt sich mit $\lambda_m^2 = 0$ als $F_0 = 1$. Diese Eigenfunktion ist scherungsfrei und repräsentiert damit die barotropen Schwankungen. Lösungen für die 1. bis 4. barokline Eigenfunktion wurden numerisch für die fünf Verankerungspositionen N1, N2, N2.5, N11 und N12 integriert, wobei die Profile von $N(z)$ aus den mittleren hydrographischen Daten von Stramma (1981) berechnet wurden. Emery et al. (1984) kommen zu ähnlichen Ergebnissen. Saisonale Unterschiede sind gering (s. Emery et al., 1984) und werden nicht berücksichtigt.

In Abbildung 2.4 werden die vertikale Verteilung der Temperatur, des Salzgehalts, der Brunt-Väisälä-Frequenz und der daraus resultierenden 1. und 2. baroklinen Eigenfunktion für das Kanarenbecken und das Iberische Becken

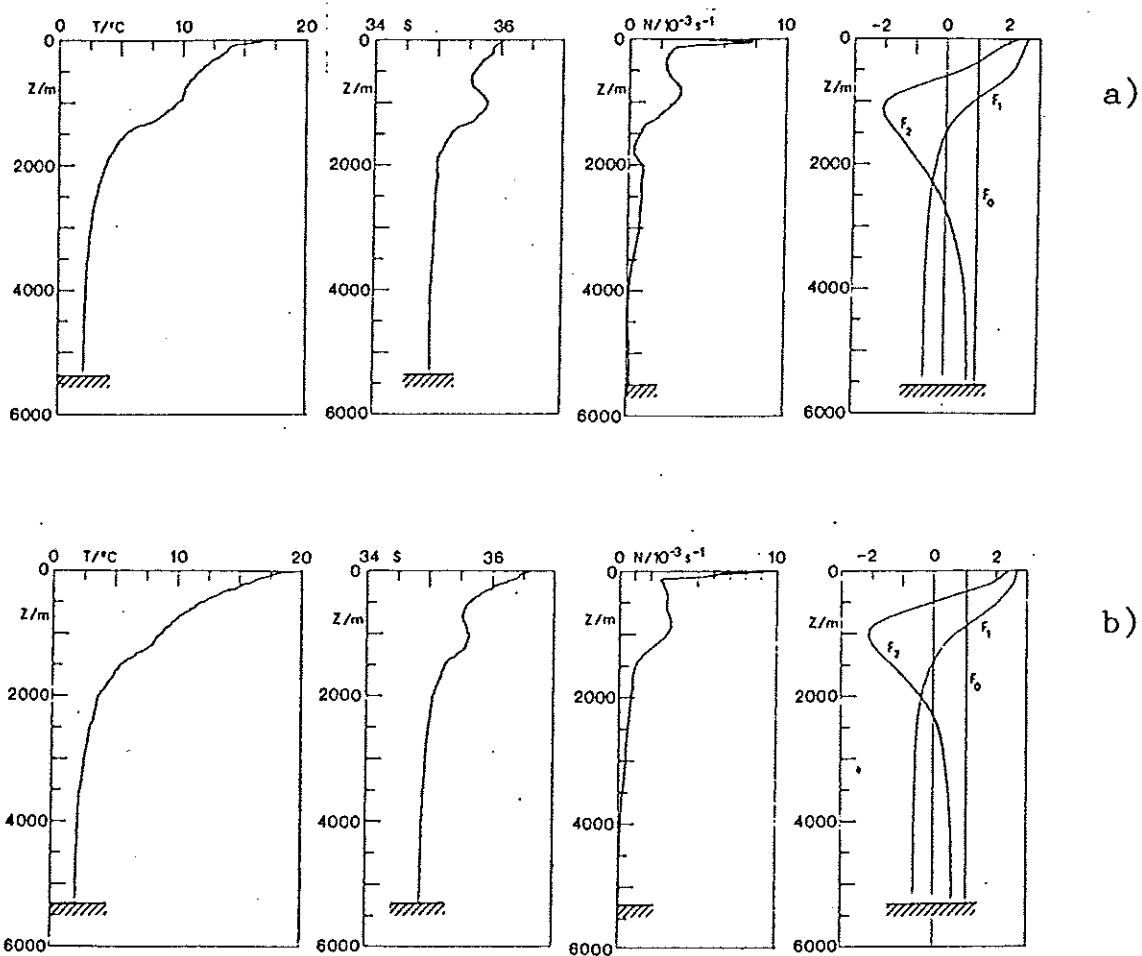


Abb. 2.4: Mittlere vertikale Verteilung von Temperatur und Salzgehalt nach Stramma (1981) und hieraus berechnete Verteilung der Stabilitätsfrequenz $N(z)$ sowie der ersten beiden Rossby-Moden $F_1(z)$ und $F_2(z)$. Eingezeichnet ist auch die barotrope Mode F_0 .

$$\int_{H_0}^{H_1} F_i(z) F_j(z) dz = \delta_{ij}$$

- a) Kanarenbecken (Position N1)
b) Iberisches Becken (Position N2)

dargestellt. Die erste Eigenfunktion hat ihre Nullstelle bei etwa 1500 m, also in einem Niveau, das oft als "Nullschicht" bei geostrophischen Berechnungen mittlerer Strömung im Nordostatlantik akzeptiert wird (s. Stramma, 1984b). Wegen ihrer Form wird deshalb diese Eigenfunktion unabhängig von ihrer dynamischen Bedeutung auch bei der Interpolation von Mittelwerten nützlich sein. Die zweite Eigenfunktion hat ihr Maximum bei etwa 1000 m Tiefe; sie wird deshalb wichtig für die Darstellung von Einzelereignissen im Bereich des Mittelmeerwassers sein.

Bevor man nun daran geht, die gemessenen Strömungen durch die Vertikalstruktur der Rossby-Moden $F_m(z)$ und zeitabhängige Amplituden darzustellen, ist es sinnvoll zu fragen, ob denn in den Daten wenigstens im statistischen Sinne eine entsprechende Vertikalverteilung enthalten ist. Eine Möglichkeit hierzu bietet die Berechnung der vertikalen Empirischen Eigenfunktionen (EOF). Sie werden seit Lorenz (1959) in der Meteorologie und zunehmend auch in der Ozeanographie (z.B. Davis, 1976; McWilliam und Shen, 1980) verwendet, um große Datensätze mit Hilfe ihrer statistischen Eigenschaften durch lineare Kombinationen weniger Funktionen und bekannte Fehler darzustellen. Eine ausführliche Darstellung, wie man diese Funktionen konstruiert und welche Eigenschaften sie haben, findet man z.B. bei Fechner (1978), eine Zusammenfassung im Anhang A.

Im Falle der Strömungsmessung an N vertikal verteilten Stützstellen z_i in einer Verankerung sucht man also nach einer (2.1) entsprechenden Darstellung für die Strömungsmessung $\underline{d}_u(t_h, z_i)$

$$(2.4) \quad \underline{d}_u(t_h, z_i) = \sum_{n=1}^N A_n(t_h) E_n(z_i)$$

Die Funktionen $E_n(z_i)$ wurden als Eigenvektoren der Kovarianzmatrix C mit Elementen

$$(2.5) \quad c_{ij} = \sqrt{h_i h_j} \quad \overline{\underline{u}(t_h, z_i) \cdot \underline{u}(t_h, z_j)}$$

bestimmt, wobei die Mittelung in (2.5) über die Zeit erfolgt. Die h_i sind Gewichtungsfaktoren, die dem Tiefenintervall entsprechen, das durch den i-ten Strömungsmesser in einer Verankerung repräsentiert wird. Die Intervallgrenzen für die h_i liegen an der Oberfläche, auf halber Strecke zwischen zwei Geräten sowie am Meeresboden, $\sum h_i = 1$. Die Summe der Diagonalelemente c_{ii} der

Kovarianzmatrix C ist also proportional zur mittleren vertikal integrierten kinetischen Energie. Es sei noch darauf hingewiesen, daß durch die Definition (2.5) die Funktionen $E_n(z_i)$ die vertikale Verteilung der gesamten kinetischen Energie repräsentieren und nicht nach den Komponenten aufschlüsseln.

Da das Skalarprodukt in (2.5) reelle Werte liefert und kommutativ ist, ist C reell und symmetrisch. Die zu C gehörende Eigenwertgleichung

$$(2.6) \quad C \underline{E}_n - \lambda_n^2 \underline{E}_n = 0, \quad 1 \leq n \leq N$$

besitzt N orthogonale Eigenvektoren \underline{E}_n , die mit Hilfe der Gewichte h_i normiert werden:

$$(2.7) \quad \sum_{i=1}^N h_i E_n(z_i) E_m(z_i) = \delta_{n \ m}$$

Die zu den Eigenvektoren \underline{E}_n gehörenden Eigenwerte λ_n^2 sind positiv, sie können nach ihrer Größe sortiert werden, und ihre Summe entspricht der vertikal mit den Gewichten h_i integrierten und zeitlich gemittelten Energie der Meßreihen. Die Koeffizienten $\underline{A}_n(t_h)$ lassen sich mit Hilfe der Orthogonalität der \underline{E}_n aus

$$(2.8) \quad \underline{A}_n(t_h) = \sum_{i=1}^N \underline{d}_i(t_h, z_i) E_n(z_i)$$

bestimmen. Sie werden hier aber nicht weiter betrachtet, da in diesem Zusammenhang nur der Vergleich der empirischen Funktionen $E_n(z_i)$ mit den Rossby-Moden $F_n(z)$ interessiert.

Für jede Verankerung, in der mindestens drei Geräte über mehr als ein halbes Jahr, davon eins in der Tiefsee bei 3000 m oder tiefer, registriert hatten, wurden die \underline{E}_n berechnet. In Abbildung 2.5 ist das Ergebnis dargestellt. Die erste EOF enthält mit einer Ausnahme (N1, IfM-Nr. 276-5) bereits mehr als 75% der Gesamtvarianz, die beiden ersten EOF zusammen mehr als 90%; letzteres gilt übrigens auch, wenn 5 oder mehr Stützstellen, also also genügend Freiheitsgrade vorhanden sind. Die dritte EOF enthält weniger als die Hälfte der Energie der zweiten EOF. Sie und die höheren werden des-

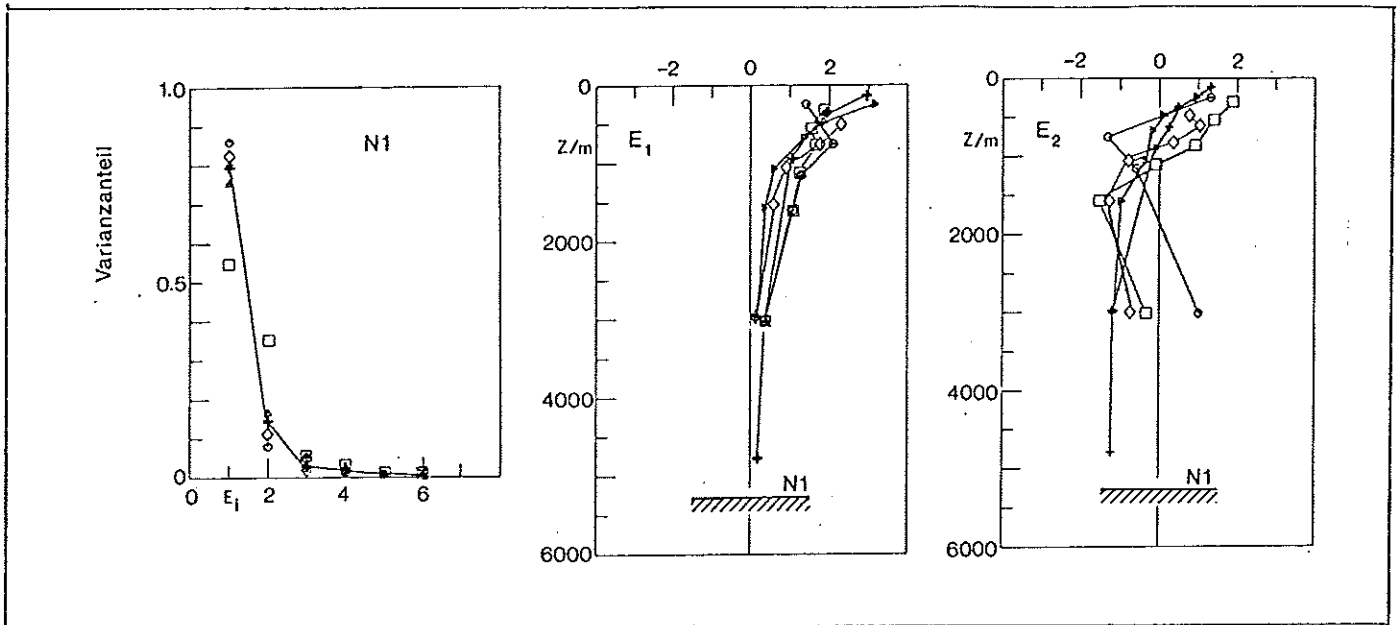


Abb. 2.5: Empirische Orthogonalfunktionen E_1 der vertikalen Stromverteilung im Kanarenbecken auf den Positionen N1 (a), N11 (b) und N12 (c) sowie im Iberischen Becken (d). Links der Varianzanteil der E_1 an der Gesamtvarianz, in der Mitte und rechts die Vertikalverteilung der ersten beiden EOF.

a) Position N1: IfM-Nr. 264100 (+), 276200 (o), 276400 (Δ)
276500 (\square), 276600 (\diamond).

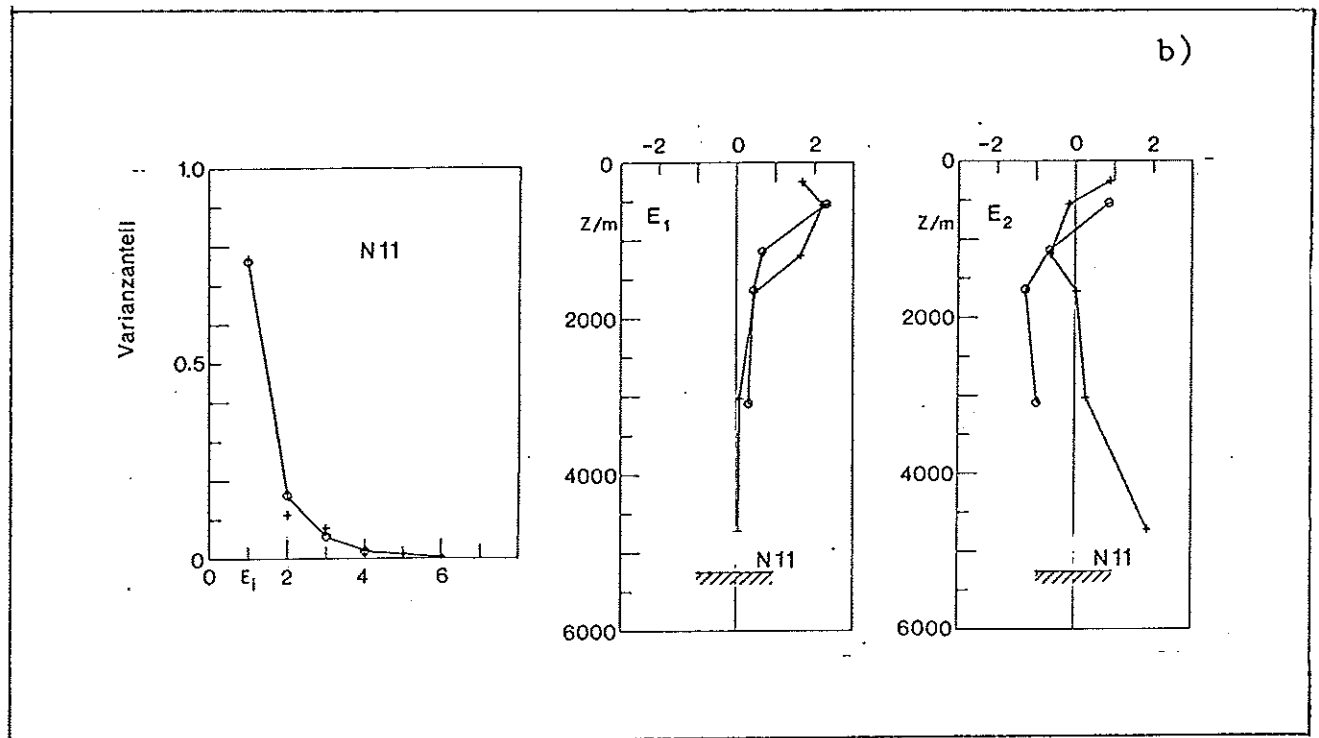


Abb. 2.5: b) Position N11: IfM-Nr. 277200 (+), 277300 (o).

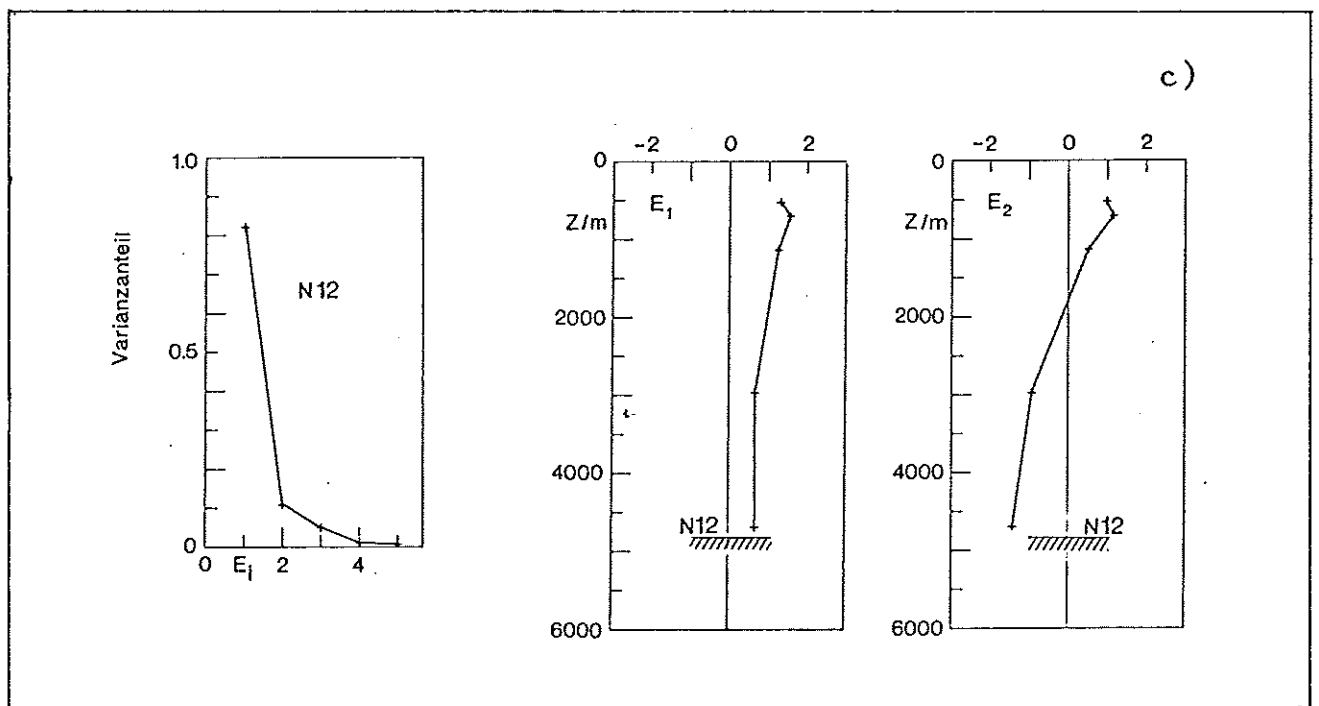


Abb. 2.5: c) Position N12: IfM-Nr. 278200 (+).

halb als nicht signifikant angesehen. Der Verlauf der ersten EOF ist generell ähnlich zu dem der ersten Rossby-Mode, besitzt aber in keiner der zehn Realisierungen eine Nullstelle. Dies deutet an, daß in jedem Fall ein starker barotroper Anteil in den Daten vorhanden ist, wie es ja auch schon in Abbildung 2.3 anschaulich war, und daß beide Moden gekoppelt sind. In zwei Fällen (Position N1, IfM-Nr. 276-2, und Position N11, IfM-Nr. 277-2) zeigt die erste EOF ein Maximum im Bereich des Mittelmeerwassers. Diese sind Resultate der starken Strömungsereignisse in diesem Bereich Mitte 1981 bei N1 und zum Jahreswechsel 1981/82 bei N11 (s. Abbildungen 2.3a und 2.3b). In beiden Fällen zeigt die zweite EOF zwei Nulldurchgänge, ähnlich wie die zweite Rossby-Mode. Dies wird sonst nicht wieder beobachtet. Der außergewöhnlich niedrige Varianzanteil der ersten EOF auf N1, IfM-Nr. 276-5, ist auf ein starkes Strömungsereignis in 1500 m zurückzuführen, das isoliert auf diesen Tiefenbereich nur einmal Anfang 1984 beobachtet wird (Abb. 2.3a) und den relativ hohen Energieanteil und den Verlauf der zweiten EOF bestimmt.

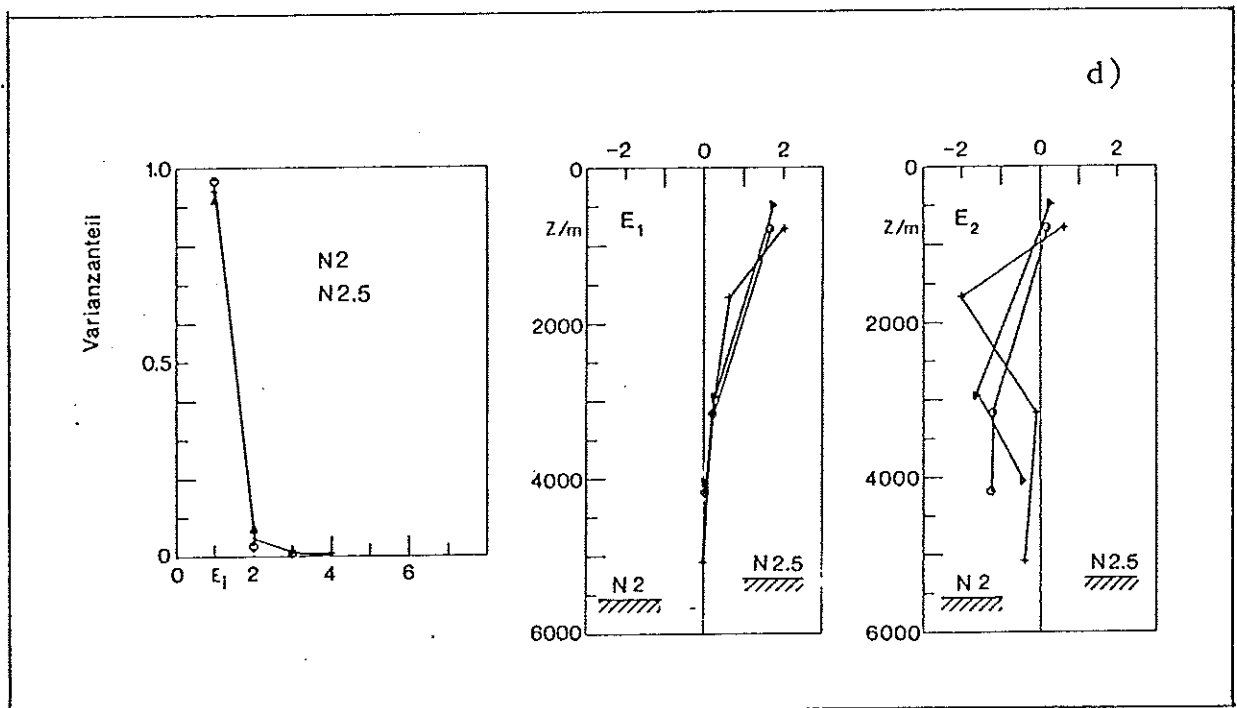


Abb. 2.5: d) Position N2: IfM-Nr. 203100 (+), 229100 (o).
Position N2.5: IfM-Nr. 230100 (v).

Es ist noch quantitativ zu zeigen, daß die ersten beiden Empirischen Orthogonalfunktionen $E_n(z_i)$, $n = 1, 2$ sich in guter Näherung durch die ersten M Rossby-Moden, $F_m(z)$, $m = 0, 1, 2, \dots, M$, mit einem Fehler $r_n(z_i)$ darstellen lassen:

$$(2.9) \quad E_n(z_i) = \sum_{m=0}^M b_{nm} F_m(z_i) + r_n(z_i) \quad n = 1, 2.$$

Die Koeffizienten b_{nm} wurden durch Minimierung des mittleren quadratischen Fehlers (s. Anhang B)

$$(2.10) \quad e_n^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_n^2(z_i) = \text{Min.}$$

für jede Mode E_n und jede Verankerung berechnet, die volle vertikale Überdeckung mit N Stützstellen besitzt. Wegen der Orthonormalitätsbeziehung (2.7) ist e_n^2 auch ein Schätzwert für den relativen Fehler in der Varianz der n -ten EOF, den man durch die Approximation (2.9) macht. In Tabelle 2.2 ist das Ergebnis der Darstellung der ersten beiden EOF durch die ersten drei Rossby-Moden zusammengefaßt. Man erkennt, daß der Fehler in der Varianz für die erste EOF immer kleiner als 5% ist. Auch die zweite EOF, die ja sehr viel weniger Energie als die erste enthält, ist meist noch gut darstellbar; nur in vier Fällen ist hier der Fehler größer als 10%.

Zur Darstellung der ersten EOF tragen also hauptsächlich die barotrope und erste barokline Mode bei, die zweite barokline Mode (Koeffizienten b_{n2}) ist von deutlich geringerer Bedeutung. Erst für die zweite EOF wird sie relativ wichtiger oder dominiert sogar, wenn starke Ereignisse im Mittelmeerwasser auftreten (IfM Nr. 277-2, 276-2).

Man kann demnach die EOF mit geringem Fehler durch die barotrope und die ersten beiden Rossby-Moden approximieren. Die Verwendung von Rossby-Moden zur Darstellung der Strömungsmessung und ihre Interpretation als barotrope und barokline Moden quasigeostrophischer und langperiodischer Bewegungen stehen nicht von vornherein im Widerspruch zu den statistischen Eigenschaften der Daten.

| Position | IfM-No. Stütz- stellen | EOF E_n n | Koeffizienten der Rossby-Moden | | | e_n^2 |
|----------|------------------------------|---------------------|--------------------------------|--------------------------|--------------------------|---------|
| | | | barotrope b_{n0} | 1. barokline b_{n1} | 2. barokline b_{n2} | |
| N2 | 203/229 | 1 | 0.61 | 0.80 | - | 0.01 |
| | 4+3=7 | 2 | -0.69 | 0.62 | - | 0.44 |
| N2.5 | 230 | 1 | 0.48 | 0.59 | - | 0.01 |
| | 3 | 2 | -0.76 | 0.47 | - | 0.25 |
| N11 | 277-2 | 1 | 0.60 | 0.71 | -0.36 | 0.03 |
| | 6 | 2 | 0.61 | -0.28 | 0.65 | 0.16 |
| | 277-3 | 1 | -0.75 | 0.82 | 0.16 | 0.00 |
| | 4 | 2 | -0.67 | 0.82 | 0.22 | 0.02 |
| N12 | 278-2 | 1 | 0.91 | 0.24 | -0.16 | 0.00 |
| | 5 | 2 | -0.48 | 0.75 | -0.39 | 0.01 |
| N1 | 264-1 | 1 | 0.61 | 0.66 | 0.17 | 0.04 |
| | 6 | 2 | -0.80 | 0.67 | 0.52 | 0.03 |
| | 276-2 | 1 | 0.70 | 0.51 | -0.30 | 0.03 |
| | 4 | 2 | 0.68 | -0.30 | 0.77 | 0.09 |
| | 276-4 | 1 | 0.64 | 0.71 | 0.28 | 0.04 |
| | 6 | 2 | -0.79 | 0.55 | 0.71 | 0.04 |
| | 276-5 | 1 | 0.87 | 0.39 | -0.14 | 0.02 |
| | 6 | 2 | -0.40 | 0.95 | 0.20 | 0.20 |
| | 276-6 | 1 | 0.80 | 0.85 | 0.17 | 0.01 |
| | | 2 | -0.79 | 0.76 | -0.34 | 0.06 |

Tabelle 2.2: Anpassung der ersten beiden Empirischen Orthogonalfunktionen E_n durch die ersten Rossby-Moden F_m mit Koeffizienten b_{nm} und mittlerem quadratischen Fehler e_n^2 .

Bisher wurden nur die Empirischen Orthogonalfunktionen für die Strömung mit den Rossby-Moden verglichen. Wenn die Temperaturmessungen als Parameter für die vertikale Auslenkung von Dichteflächen dienen sollen, müssen auch deren vertikale EOF mit denen der Rossby-Moden für die Dichteschwankungen vergleichbar sein. Für die Position N1 wurden alle Temperaturzeitreihen bezüglich der Verankerungsbewegung mit Hilfe der Druckregistrierung korrigiert (Siedler et al., 1985) und einer EOF-Analyse unterzogen (Abb. 2.6). Wieder haben die beiden ersten EOF mehr als 90% Anteil an der Gesamtvarianz. Der Verlauf der ersten EOF hat jedoch keine Ähnlichkeit mehr mit dem der ersten Rossby-Mode für die Dichte. Statt in Oberflächennähe auf Null zu gehen, hat sie dort bis auf eine Realisierung das Maximum, statt in ca. 1500 m ein Maximum anzunehmen, geht sie hier fast auf Null zurück. Die Ursachen liegen vermutlich in winterlicher Konvektion (Siedler et al., 1987) und Advektion durch die Azorenfront (Käse und Siedler, 1982; Siedler et al., 1985). Die Temperaturschwankungen repräsentieren nicht ausschließlich

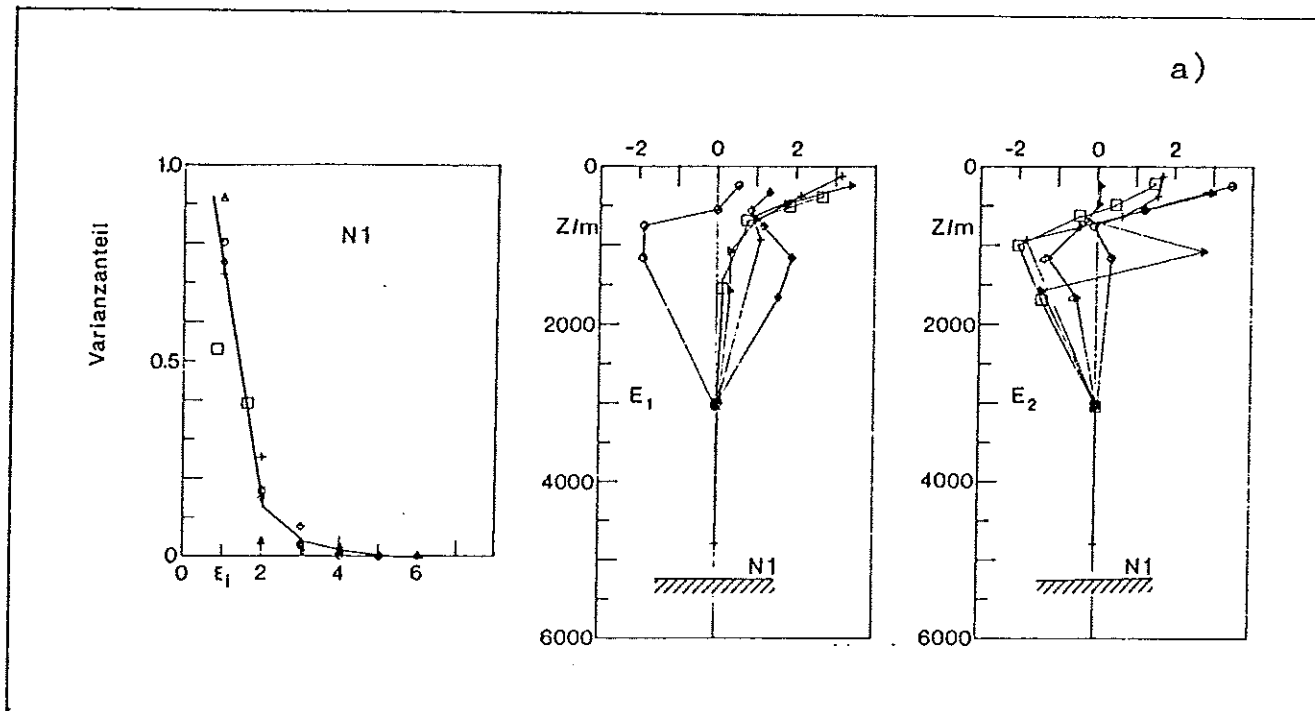


Abb. 2.6: Vertikale Empirische Orthogonalfunktionen der
Temperaturregistrierungen auf Position N1:
IfM-Nr. 264100 (+), 276200 (o), 276400 (Δ),
276500 (\square), 276600 (\diamond).

Vertikalbewegungen und sind deshalb sowohl zur Anpassung an Rossby-Moden als auch zur Berechnung von potentieller fluktuativer Energie quasi-geostrophischer Bewegungen ungeeignet und werden in der folgenden Analyse nicht berücksichtigt.

Andere Transformationen als die über die Kovarianzmatrix sind denkbar. Wallace und Dickinson (1972) haben gezeigt, daß man für schmale Frequenzbänder auch mit Hilfe der Kreuzspektralmatrix eine Transformation finden kann, die den statistischen und den deterministischen Anteil im Datenvektor trennen. Ihre Transformation führt auf die Eigenvektoren der Kreuzspektralmatrix bei fester Frequenz. Da diese hermetisch ist, besitzt sie ebenfalls einen vollständigen Satz von orthogonalen Eigenvektoren, deren Elemente komplex sind und deshalb zusätzlich zur Amplitude jeder Variablen auch noch eine Phaseninformation relativ zu einer Referenzvariablen liefern. Der Nachteil ist, daß die Zerlegung theoretisch für jede Frequenz bzw. enge Frequenzbänder erfolgen müßte. Hogg (1985) hat dies mit Verankerungsdaten für vier Frequenzbänder durchgeführt. An dieser Stelle interessiert jedoch lediglich die Vertikalverteilung der Strömung und nicht die Phasenbeziehungen, so daß nur die rechentechnisch einfachere Methode mit der Kovarianzmatrix im Zeitbereich angewendet wird.

2.3 Vertikale Inter- und Extrapolation

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, daß es den statistischen Eigenschaften der gemessenen horizontalen Strömungskomponenten nicht widerspricht, wenn ihre Vertikalabhängigkeit durch die barotrope und ersten beiden baroklinen Rossby-Moden approximiert wird, entsprechend zu Gleichung (2.1), also jede Komponente d_{uk} zur Zeit t_i in der Tiefe z_j durch die Linearkombination

$$(2.9a) \quad d_{uk}(t_i, z_j) = \sum_{m=0}^{M-1} u_{km}(t_i) F_m(z_j), \quad k = 1, 2$$

$$(2.9b) \quad \sum_{m=0}^{M-1} u_{km}(t_i) F_m(z_j).$$

modelliert wird. Hat man mit den $u_{km}(t_i)$ die Zeitreihen der Amplituden bestimmt, so lassen sich mit Hilfe der $F_m(z)$ vertikal interpolierte Zeitreihen erstellen.

Die Daten haben in verschiedenen Tiefen sehr unterschiedliche Amplituden. Andererseits sollen die relativen Approximationsfehler für jede Tiefe von der gleichen Größenordnung sein. Deshalb werden die Amplituden $u_{km}(t_i)$ so bestimmt, daß die mit den Varianzen der Zeitreihen gewichteten Fehler vertikal im quadratischen Mittel minimiert werden (s. Anhang B zum Verfahren)

$$(2.9c) \quad e_k^2(t_i) = \sum_{j=1}^N r_k^2(t_i, z_j) / \text{var}(u_k(z_j)) = \text{Min.}$$

Bevor die Aufgabe (2.9) für alle vorliegenden Daten gelöst wird, sind noch vier Fragen zu klären:

- Gibt es einen optimalen Approximationsgrad M?
- Ist M unabhängig von der betrachteten Geschwindigkeitskomponente, Meßtiefe und Zeit?
- Wie kann die Güte der Approximation bestimmt werden?
- Wie gut korrelieren Daten und Modell bei vertikaler Inter- und Extrapolation?

Optimaler Approximationsgrad M

Zunächst wird ein optimaler Approximationsgrad M derart gesucht, daß für $M^* > M$ und $m > M$ die Amplituden $u_{km}(t_i)$ statistisch nicht mehr vom Rauschsignal der Daten zu unterscheiden sind (Nullhypothese). In verschiedenen Testrechnungen wurde deshalb nach Ralston (1965, Kapitel 6) geprüft, für welchen Grad M die mit der Zahl der Freiheitsgrade normierte Fehlervarianz

$$(2.10) \quad \sigma = \langle e_k^2(t_i) \rangle / (N-M-1)$$

ein Minimum hat bzw. ab welchem Grad M^* sie unabhängig wird von M. Hierin bedeutet $\langle \rangle$ die Mittelung über beide Komponenten und die Zeit. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.7 für Rechnungen an sechs Verankerungen aus dem Kanarenbecken mit voller vertikaler Überdeckung dargestellt. In allen Realisierungen liegt das Minimum bei $M = 2$ oder $M = 3$ (Abb. 2.7a), im Mittel bei $M = 3$ (Abb. 2.7b). Dies bedeutet, daß hauptsächlich die barotrope und die erste barokline Mode, eingeschränkt die zweite barokline Mode, Amplituden besitzt,

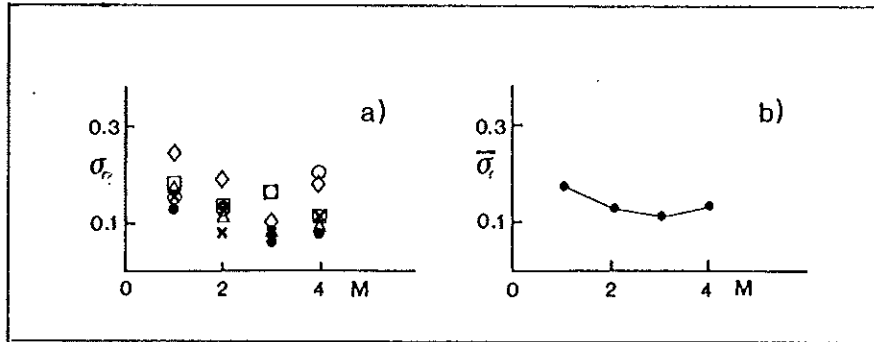


Abb. 2.7: Test für den besten Approximationsgrad M , für den

$$\sigma(M) = \langle e_k^2(t_i) / (N-M-1) \rangle = \text{Min}$$

angenommen wird, getrennt für beide Strömungskomponenten, $k = 1, 2$.

a) Für sechs verschiedene Verankerungen aus dem Kanarenbecken mit voller Überdeckung (\diamond 264-1, \circ 276-2, Δ 276-4, \square 277-2, \times 277-3, \bullet 278-2)

b) Arithmetisches Mittel aus a).

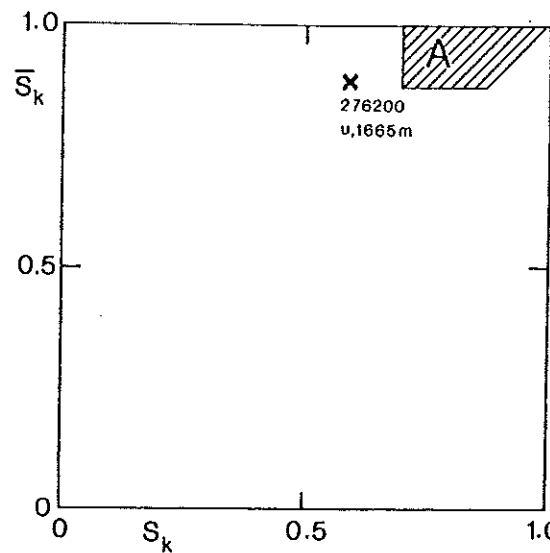


Abb. 2.8: Die vertikal gemittelte Approximationsgüte

$$\bar{S}_k = \sum_{j=1}^N S_{jk} / N \text{ als Funktion des zugehörigen}$$

Minimums $S_k = \text{Min}_j (S_{jk})$, $j = 1, 2, \dots, N$
für alle Verankerungen mit mindestens zwei Freiheitsgraden bei der Anpassung. Das Feld A enthält bis einen alle Punkte mit $S_k > 0.87$, $\bar{S}_k > 0.7$.

die im statistischen Mittel signifikant vom Rauschen unterschieden werden können. Dies entspricht dem Ergebnis aus Abschnitt 2.2, wo gezeigt wurde, daß die Empirischen Orthogonalfunktionen 1. Ordnung, die ja die meiste Energie enthalten, sich weitgehend durch die barotrope und erste barokline Mode darstellen lassen.

Für die Verankerungen, die im Kanarenbecken liegen (Positionen N1, N11 und N12), wurde deshalb $M = 3$ als bester Approximationsgrad akzeptiert. Im Iberischen Becken (Positionen N2 und N2.5) ist die vertikale Auflösung und die Verteilung der Geräte ungünstiger, so daß in diesen Fällen $M = 2$ gewählt wurde.

Statistische Unabhängigkeit von M

Nach Vorgabe des Approximationsgrades M erfolgt die Anpassung (2.9.) getrennt für jeden Zeitschritt und jede Komponente. Es ist daher nicht von vornherein auszuschließen, daß die statistische Verteilung der Fehler $e_k(t_i)$ von diesen beiden Parametern abhängt. In einem solchen Fall wäre auch nicht auszuschließen, daß der als optimal gewählte Approximationsgrad M noch von der Zeit und der betrachteten Komponente abhängt. Mit Hilfe doppelter Varianzanalyse (Kreyszig, 1979, Kap. 16) wurden deshalb die Fehlerverteilung für jede Anpassung auf die genannte Abhängigkeit getestet; in keinem einzigen Fall konnte sie nachgewiesen werden.

Approximationsgüte

Die Güte der Approximation wird über die mit den Daten normierte zeitliche Varianz der Einzelfehler für jede Tiefe und Strömungskomponente definiert

$$(2.11) \quad S_{jk} = 1 - \text{var}(r_k(t_i, z_j)) / \text{var}(d_{u_k}(t_i, z_j))$$

Für $M = N$ liegt kein Freiheitsgrad zur Anpassung vor, und es wird $S_{jk} = 1$. Das Ergebnis ist für alle Verankerungen mit mindestens zwei Freiheitsgraden bei der Anpassung in Abbildung 2.8 dargestellt. Bis auf wenige Ausnahmen gilt für die minimale Approximationsgüte

$$(2.12a) \quad S_k = \min_j (S_{jk}) \geq 0,70$$

und die vertikal gemittelte

$$(2.12b) \quad \bar{S}_k = \sum_{j=1}^N S_{jk}/N \geq 0,37$$

so daß die Anpassung allgemein gut gelingt. Die Ausnahme läßt sich mit dem einzigen in der Strömungsrichtung schlecht geeichten Gerät vom Typ ACM-2 (IfM Nr. 276-2, 1665 m) erklären.

Korrelation bei vertikaler Inter- und Extrapolation

In Abbildung 2.3 ist deutlich geworden, daß vor allem auf der Position N1 sehr große Datenlücken in verschiedenen Tiefenbereichen vorhanden sind, die durch eine Interpolation in der Zeit nicht sinnvoll geschlossen werden können. Testrechnungen sollten deshalb zeigen, ob dies mit Hilfe der aus der modalen Zerlegung gewonnenen zeitabhängigen Amplituden $u_{mk}(t_i)$ und der bekannten Verteilungen $F_m(z)$ entsprechend zu Gleichung 2.9b erfolgen kann. Hierzu wurden einige typische Fälle herausgesucht. Unter Ausschluß der Daten des zu interpolierenden Niveaus, z.B. z_0 , wurden die modalen Amplituden $u_{mk}(t_i)$ bestimmt, anschließend auf das Niveau z_0 interpoliert und das Resultat mit den Daten durch lineare Korrelation verglichen (Tabelle 2.3). Die Rechnungen erfolgten für Interpolation (Abb. 2.9a und 2.9b) und Extrapolation in der Warmwassersphäre (Abb. 2.9c und 2.9d) sowie für die Extrapolation in die Tiefsee (Abb. 2.9e). Bei der Interpolation stimmen in beiden Beispielen Daten und Vorhersage insgesamt gut überein. Die Korrelationskoeffizienten sind hoch und signifikant verschieden von Null auf dem 95%-Vertrauensniveau. Das Niveau der Nullkorrelation (Kreyszig, 1979, S. 316) wurde dabei mit Hilfe der Zahl der Freiheitsgrade bestimmt, wie sie sich aus der Länge der Meßreihe und der integralen Zeitskala ergibt (s. Abschnitt 3.1). Die Einzelabweichungen nach dem 29. September 1981, die bei der Interpolation auf 755 m (Abb. 2.9a) auftreten, lassen sich auf einzelne sehr kurze Ereignisse im Mittelmeerwasserbereich zurückführen. Die großen Abweichungen zu Beginn der Registrierung resultieren ebenfalls aus einem Ereignis im Bereich des Mittelmeerwassers, das in diesem Fall allerdings sein Maximum nicht wie sonst meist beobachtet in ca. 1000 m Tiefe besitzt, sondern im Bereich der vorherzusagenden Tiefe von 755 m, und das deshalb durch die zweite Rossby-Mode nicht optimal simuliert wird (vergl. hierzu die Registrierungen in Müller und Zenk, 1983, S. 76 und S. 77).

Auch die Extrapolation aus der mittleren und unteren Hauptsprungschicht in den Bereich um 200 m bzw. 450 m hinein zeigt hohe und signifikant von Null

verschiedene Korrelation zwischen Modell und Daten (s. drei Beispiele in Abb. 2.9c, d, e). Einzelne Abweichungen im hochfrequenten Bereich lassen sich auch hier mit einzelnen auf spezielle Tiefenbereiche beschränkte Ereignisse erklären (vergl. die zugehörigen Registrierungen in Müller und Zenk, 1983, S. 38 ff, und Müller, 1984, S. 31 ff, S. 60 ff). Solche Ereignisse werden durch die Rossby-Moden niedriger Ordnung nicht gut modelliert. Wie die hohen Korrelationen zwischen Modell und Daten zeigen, sind sie jedoch energetisch von untergeordneter Rolle. Insgesamt wurden acht Extrapolationen in die obere Hauptsprungschicht bei verschiedenen Verankerungen auf den Positionen N1 und N11 durchgeführt und mit den Daten verglichen (Tabelle 2.3). Bei einer Datenbasis von mindestens 112 Tagen, drei bis vier Stützstellen und unter Verwendung von drei Moden waren alle Korrelationskoeffizienten größer als 0.47 (im Mittel 0.80) und damit größer als das Maximum aller Nullkorrelationen, 0.36. Die hohe Korrelation wird wesentlich durch die gute Vorhersage niederfrequenter Schwankungen bestimmt. Wie der spektrale Vergleich zeigt (Abb. 2.10) liegt aber selbst im Periodenbereich von zwei bis zehn Tagen noch marginale Kohärenz ohne Phasenverschiebung zwischen Modell und Daten vor. Für Perioden größer als 10 Tage steigt die Kohärenz schnell an, und die Energiespektren sind im gesamten betrachteten Bereich praktisch identisch.

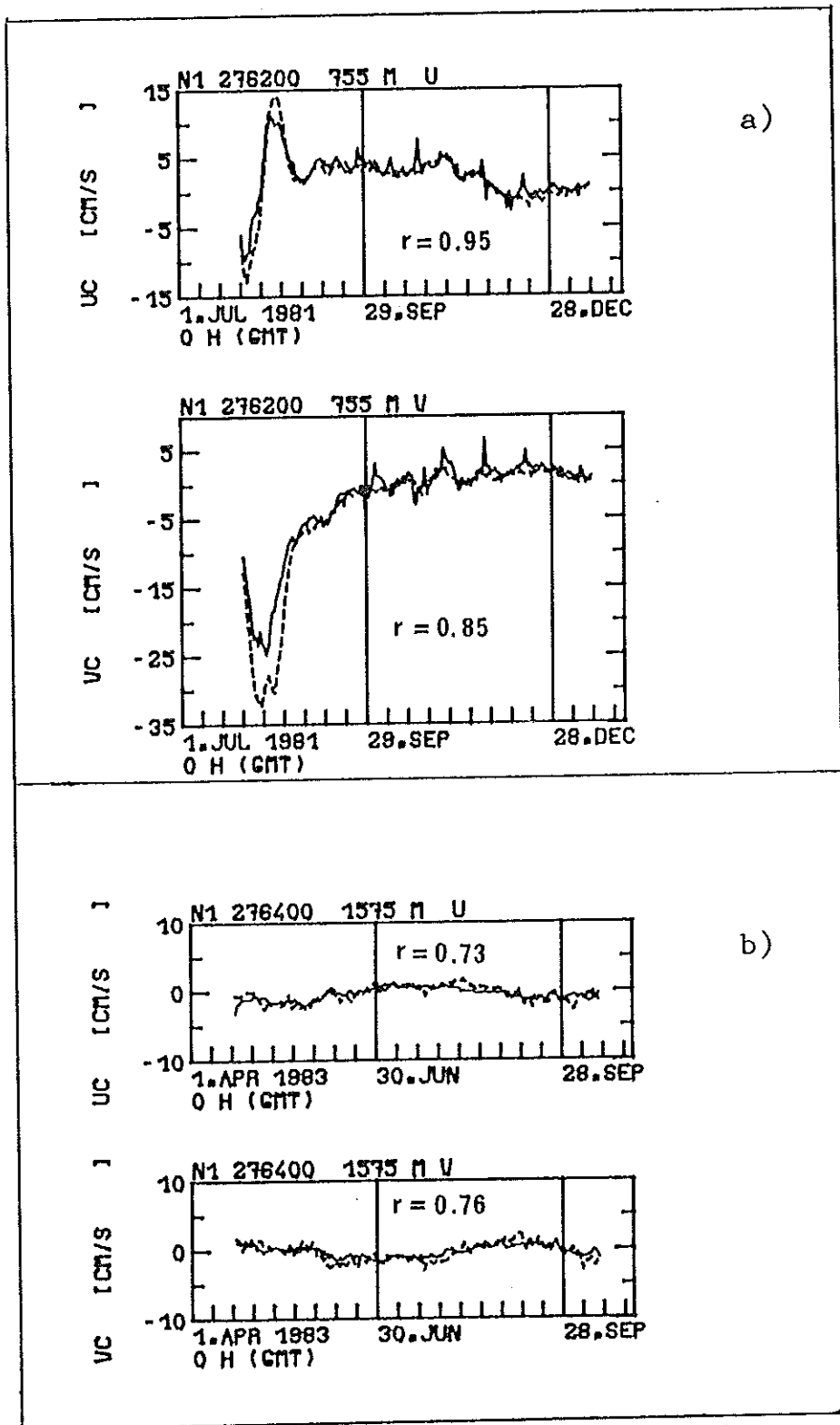


Abb. 2.9: Zeitreihen von Vorhersage (—) der Strömungskomponenten (Ostkomponente oben, Nordkomponente unten) mit gemessenen Daten (----) für verschiedene Fälle. Daten aus der zu vergleichenden Tiefe wurden für die Anpassung (2.9) nicht verwendet. Der Korrelationskoeffizient r ist angegeben.

- a) Interpolation auf 755 m, IfM-Nr. 276-2,
Daten aus 245 m, 1160 m, 3020 m
- b) Interpolation auf 1575 m, IfM-Nr. 276-4,
Daten aus 245 m, 475 m, 675 m, 1025 m, 2980 m

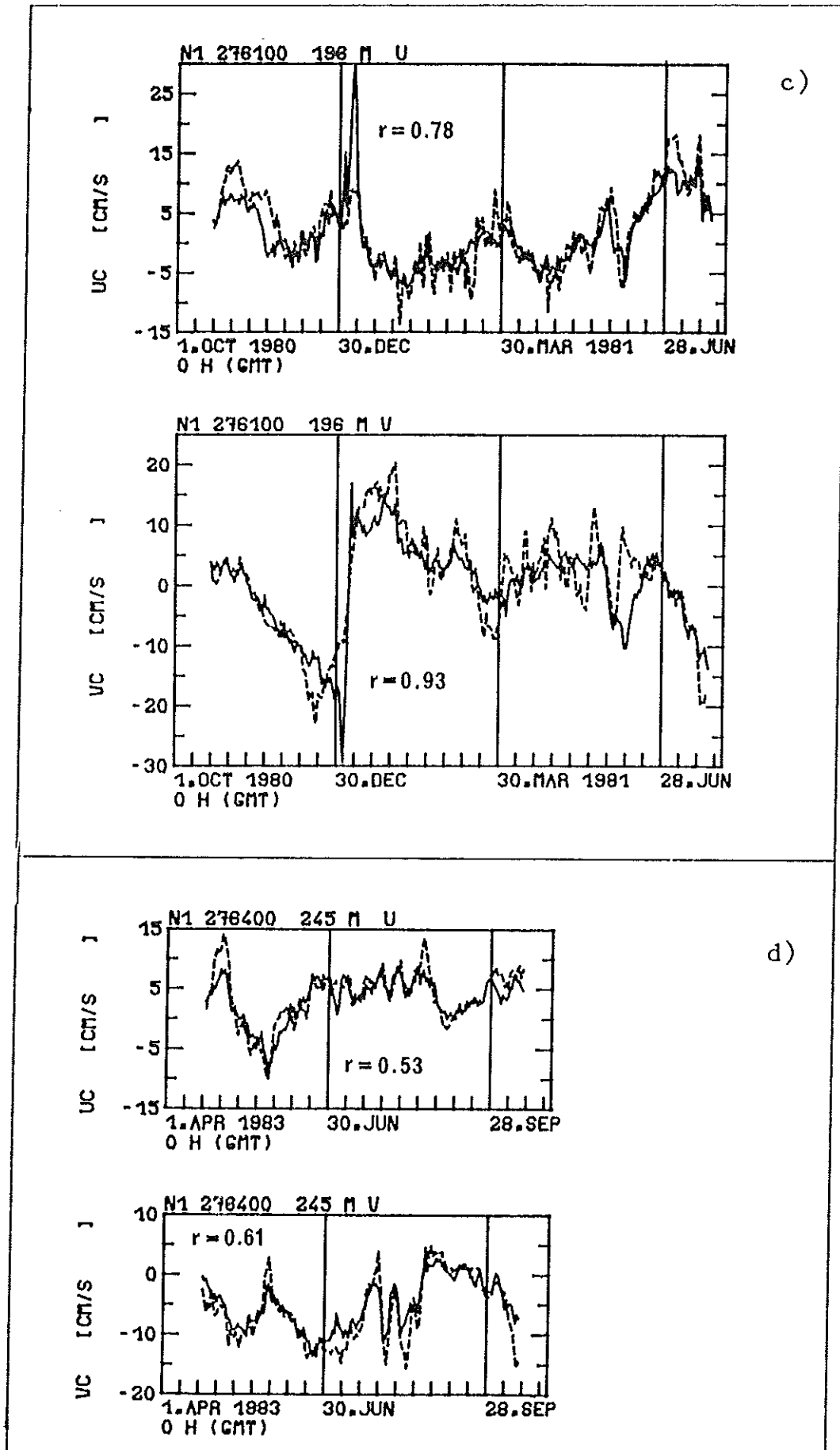


Abb. 2.9: c) Extrapolation auf 196 m, IfM-Nr. 276-1, Daten aus 499 m, 703 m, 1106 m, 1608 m

d) Extrapolation auf 245 m, IfM-Nr. 276-4, Daten aus 675 m, 1075 m, 1575 m

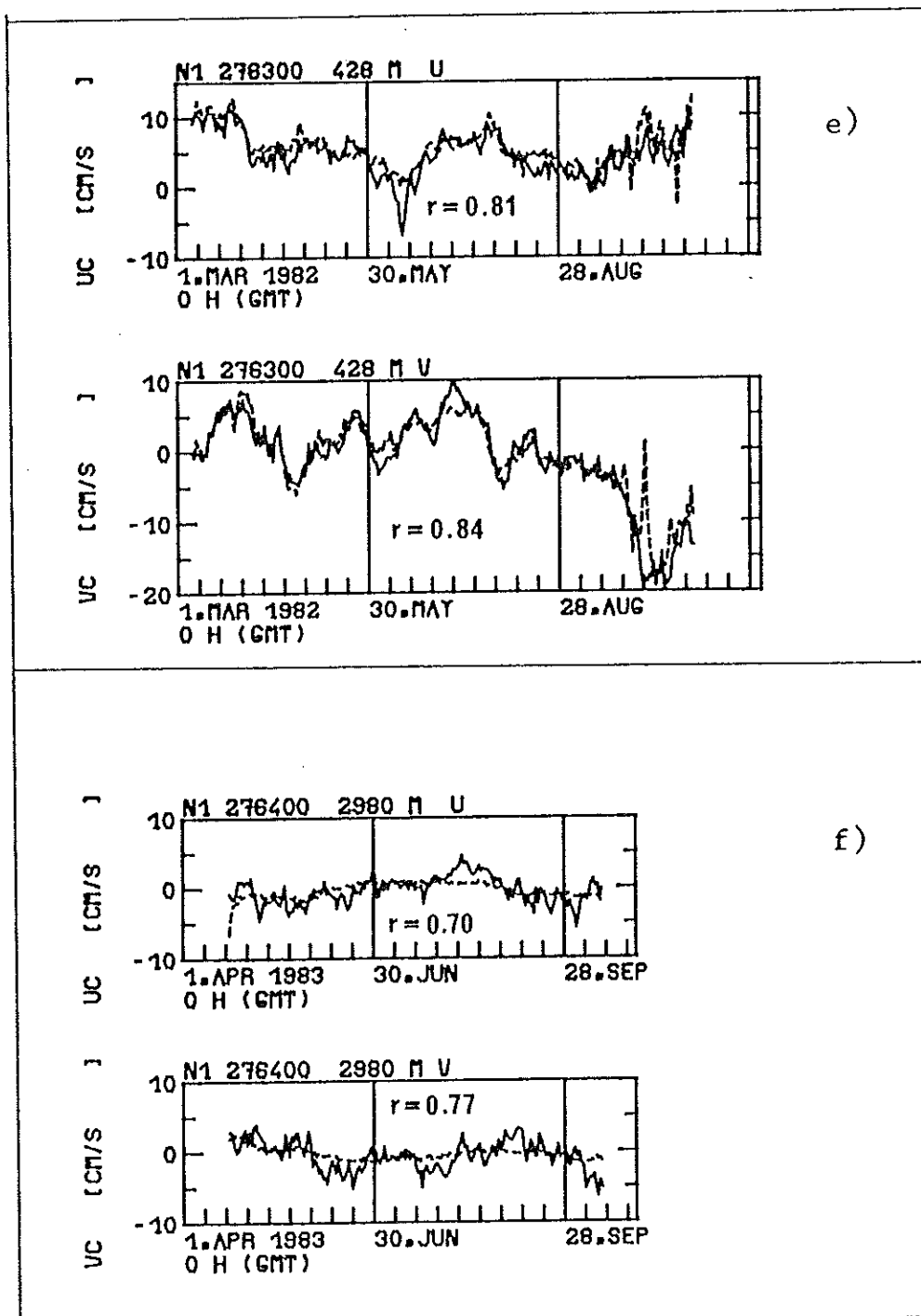


Abb. 2.9: e) Extrapolation auf 428 m, IfM-Nr. 276-3,
Daten aus 629 m, 1023 m, 1535 m.

f) Extrapolation auf 2980 m, IfM-Nr. 276-4,
Daten aus 245 m, 475 m, 675 m, 1075 m und 1575 m.

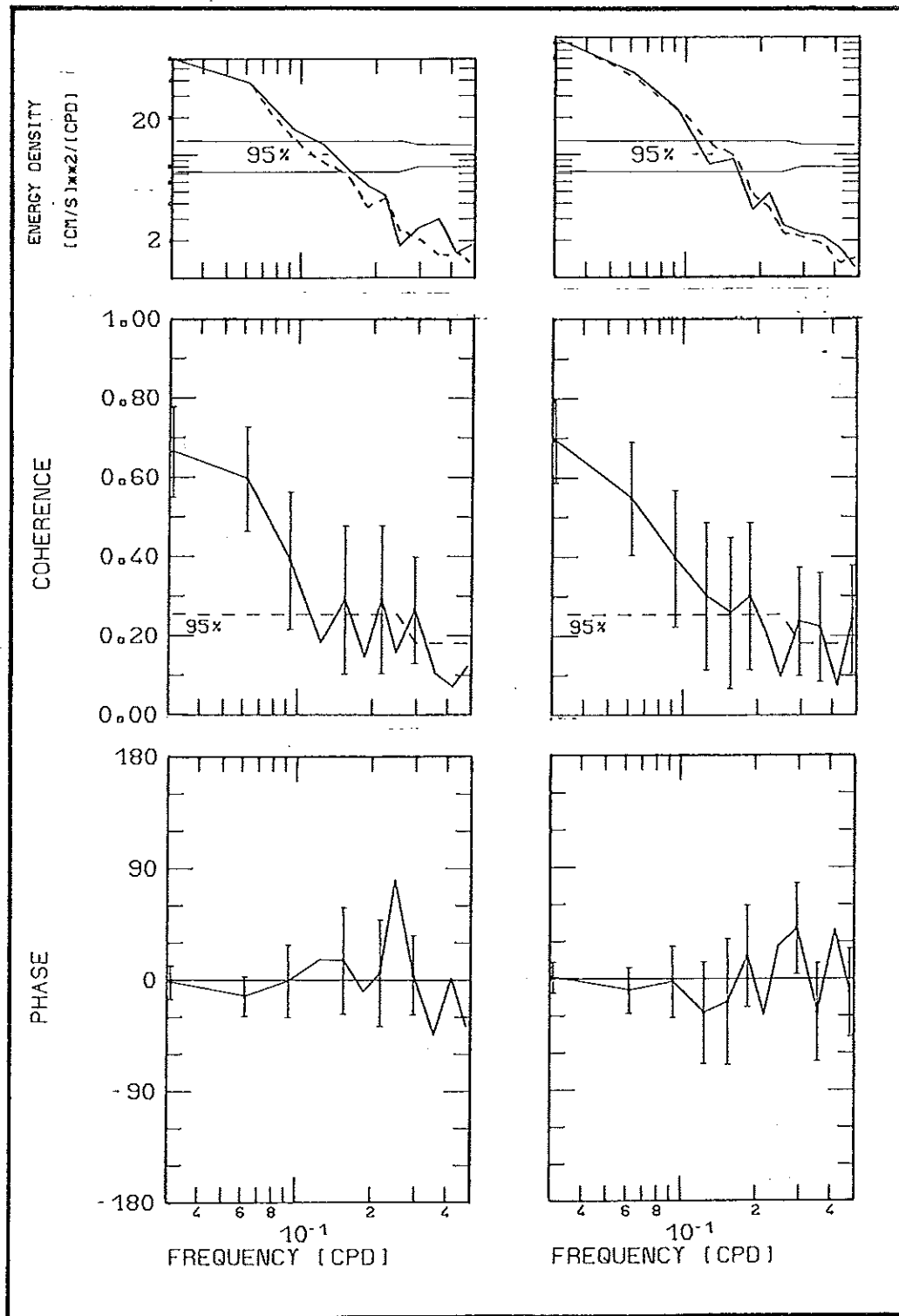


Abb. 2.10: Extrapolation von Strömungsdaten in die obere Hauptsprungschicht. Spektren der Energiedichte von Modell (-) und Daten (----) sowie Kohärenz und Phase aus 8 Vorhersagen in verschiedenen Verankerungen, je mindestens 112 Tage Meßdauer, 3 Moden, 3 - 4 Stützstellen, links Ostkomponente, rechts Nordkomponente.

| Position | IfM-Nr. (Tage) | z_0/m | Meßtiefen/m | Ostkomp. c c_0 | Nordkomp. c c_0 |
|--------------------------|-------------------|---------|------------------------------|---------------------|----------------------|
| Extra- polation N1 | 264-1 193 | 379 | 632, 935, 3008 | 0.88, 0.17 | 0.95, 0.33 |
| | 276-1 277 | 196 | 499, 307, 1106, 1608 | 0.81, 0.22 | 0.84, 0.15 |
| | 276-3 237 | 428 | 629, 1032, 1535 | 0.78, 0.15 | 0.93, 0.36 |
| | 276-4 177 | 245 | 675, 1075, 1575 | 0.70, 0.17 | 0.77, 0.36 |
| | 276-5 249 | 333 | 560, 760, 1160, 3050 | 0.81, 0.22 | 0.92, 0.33 |
| | 276-6 112 | 333 | 562, 764, 1168, 3080 | 0.47, 0.14 | 0.80, 0.36 |
| N11 | 277-2 214 | 255 | 549, 1192, 1663, 3029 | 0.73, 0.21 | 0.75, 0.25 |
| | 277-3 150 | 277 | 535, 1140, 1640, 3090 | 0.84, 0.36 | 0.86, 0.22 |
| Inter- polation N1 | 276-2 170 | 755 | 245, 1160, 3020 | 0.95, 0.11 | 0.98, 0.45 |
| | 276-4 177 | 1575 | 245, 475, 675, 1075, 2980 | 0.73, 0.40 | 0.76, 0.31 |
| Extra- polation N1 | 276-4 177 | 2980 | 245, 475, 675, | 0.53, 0.36 | 0.61, 0.28 |

Tabelle 2.3: Vergleich von Modell und Daten bei Inter- und Extrapolation in die Tiefe z_0 . Angegeben sind die Korrelationskoeffizienten c und das Niveau der Nullkorrelation c_0 sowie die Meßtiefen, aus denen Daten für die Zerlegung nach Rossby-Moden verwendet wurden.

Daten aus dem tiefen Ozean, ca. 3000 m und tiefer, liefern einen wichtigen Beitrag zur Modellierung der barotropen Mode. Umgekehrt kann man deshalb nicht erwarten, daß allein mit Daten aus dem Bereich der Hauptsprungschicht eine Registrierung etwa aus 3000 m signifikant simuliert werden kann, da sie im Vergleich zur Hauptsprungschicht im allgemeinen sehr kleine Amplituden besitzt. In Abbildung 2.9f wird dies bestätigt. Obwohl der generelle Verlauf im sehr langperiodischen Bereich noch recht gut wiedergegeben wird, sind doch so viele mesoskalige Schwankungen im Modell überlagert, daß der Korrelationskoeffizient nahe an die Signifikanzgrenze für Nullkorrelation sinkt und es somit nicht sinnvoll erscheint, Strömungen mit Hilfe der Rossby-Moden aus der Warmwassersphäre in die Tiefsee zu extrapolieren.

Das Ergebnis dieser Testrechnungen ist:

- Die vorliegenden Strömungsmessungen lassen sich nach Gleichung (2.9) mit Hilfe von Rossby-Moden zerlegen, wobei nur die niedrigen Ordnungen energetisch wichtig sind.
- Die Rossby-Moden dürfen benutzt werden, um Zeitreihen vertikal zu interpolieren und aus dem Bereich der Hauptsprungschicht heraus nach oben zu extrapolieren. Eine Extrapolation aus der Hauptsprungschicht heraus in die Tiefsee (ca. 3000 m) ist nicht sinnvoll.

2.4 Zeitliche Interpolation

Nach der im vorigen Abschnitt beschriebenen Zerlegung der Strömungsmeßreihen liegen für jede Position Zeitreihen der Amplituden der Rossby-Moden vor. Da zwischen der Aufnahme und erneuten Auslegung einer Verankerung ein bis zwei Tage vergehen, weisen aufeinander folgende Zeitreihen Lücken auf, die durch den verwendeten Tiefpaßfilter auf etwa sechs bis maximal zehn Tage verlängert werden; das sind weniger als drei Prozent der Länge der kombinierten Zeitreihen. Lediglich auf der Position N2 ist eine größere Lücke von Januar bis Juli 1979 (25%) vorhanden, da in diesem Zeitraum nur noch ein Gerät registrierte, so daß die Zerlegung in Rossby-Moden für diesen Zeitraum nicht möglich ist.

Ein zeitliches Interpolationsschema soll die spektralen Eigenschaften der interpolierten gegenüber der entsprechenden lückenlosen Zeitserie möglichst wenig verändern. Für kleine Lücken, die einzeln weniger als fünf Prozent und zusammen weniger als 30 Prozent der Zeitreihe ausmachen, hat

Sturges (1983) mit Pegeldaten nachgewiesen, daß die Verwendung kubischer Splineinterpolation zu Fehlern in der Phaseninformation von weniger als zehn Grad führt. Ferner ist nicht zu erwarten, daß das Energiespektrum im Bereich von zwei bis zehn Tagen sich wesentlich erniedrigt. Kurze Datenlücken in den Zeitreihen der modalen Amplituden sind deshalb mit kubischen Splines interpoliert worden. Die Koeffizienten wurden durch Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung zwischen Daten und Spline berechnet, die Interpolation aber nur auf die Lücke angewendet. Als Datenbasis dienten Teilstücke am Ende der vorausgehenden und am Anfang der folgenden Zeitreihe, die jeweils doppelt so lang waren wie das zu interpolierende Zeitintervall. Verwendet wurde die Routine ICSKFU der IMSL-Bücherei auf der PDP-10 Rechenanlage der Universität Kiel (Copyright IMSL Inc., Houston, Texas, U.S.A., 1982), die mit einem Algorithmus von de Boor und Rice (1968) arbeitet.

Die erwähnte große Datenlücke auf Position N2 wurde nicht interpoliert, da der Fehler kaum abzuschätzen ist. Nach dem gleichen Verfahren wurden die Störungszeitreihen von den Positionen O, E und X interpoliert.

2.5 Der interpolierte Datensatz

Nach Gleichung (2.9) wurden für jede der fünf Positionen mit voller vertikaler Überdeckung und für jeden Meßzeitraum aus den Strömungszeitreihen die Amplituden $u_m(t_i)$ für die barotrope ($m = 0$), die erste barokline ($m = 1$) und die zweite barokline Rossby-Mode ($m = 2$, nur für N1, N11 und N12) berechnet. Die entstandenen Zeitreihen wurden mit Hilfe kubischer Splines nach dem im Abschnitt 2.4 erläuterten Verfahren interpoliert. Das Resultat ist in Form von Vektorzeitreihen in Abbildung (2.11) dargestellt.

In den Vektorzeitreihen zeigt sich, wie nach der EOF-Analyse vermutet, daß die barotrope und erste barokline Mode bei vielen Ereignissen, vor allem den energiereichen, gekoppelt sind und Amplituden von gleicher Größenordnung besitzen. Die Amplituden der zweiten Mode sind allgemein deutlich kleiner. Diese Zeitreihen bilden die Grundlage für die statistische und spektrale Analyse der Rossby-Moden in den Abschnitten 3 und 4.

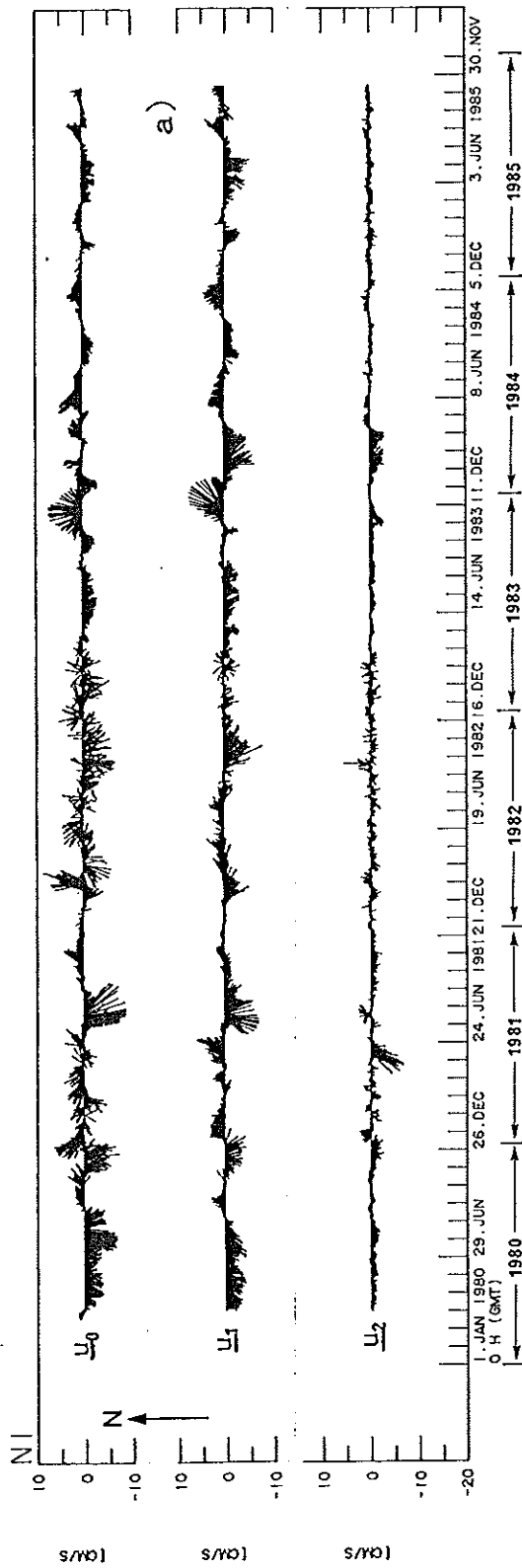


Abb. 2.11: Vektorzeitreihen der Amplituden der barotropen (u_0) sowie ersten und zweiten baroklinen (u_1 , u_2) Rossby-Moden auf den Positionen N1 (a), N11 (b), N12 (c), N2 (d) und N2.5 (e).

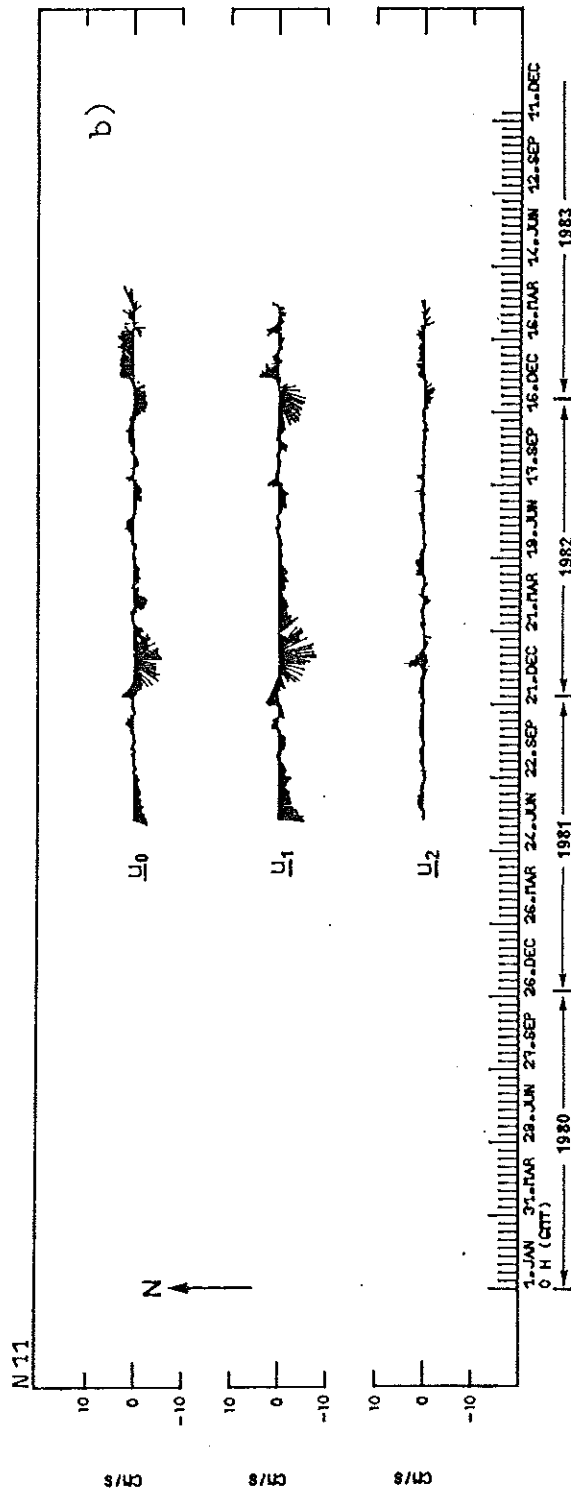


Abb. 2.11: b)

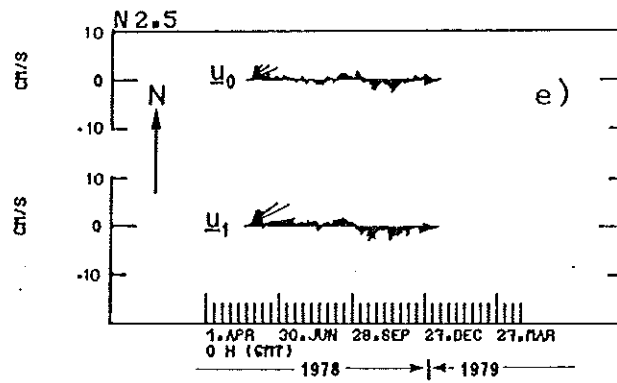
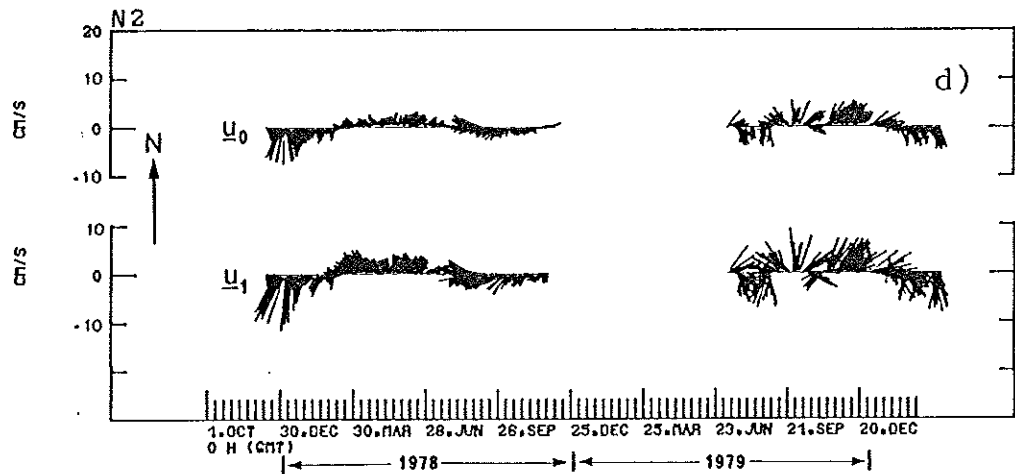
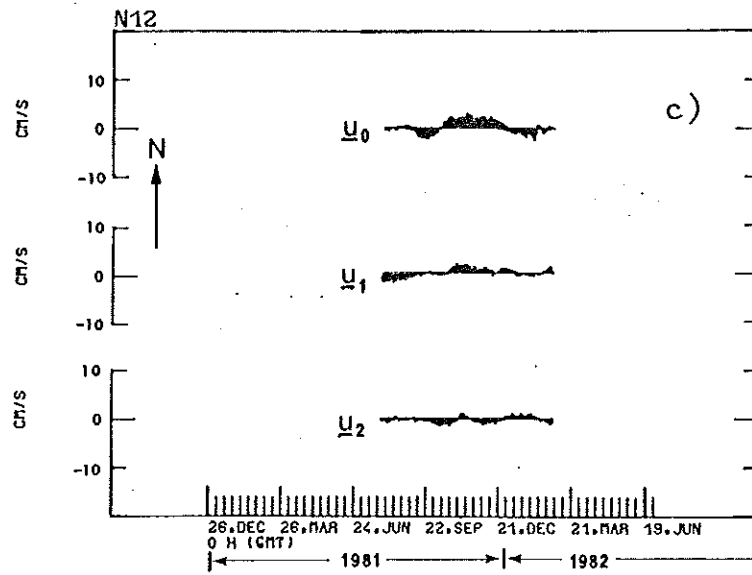


Abb. 2.11:c),d),e).

Tabelle 2.4: Vergleich statistischer Werte zwischen gemessenen Daten und interpolierten Werten.

| Position | Tiefe/m | Zeitreihe | Tage | \bar{u} | \bar{v} | $\overline{u'^2}$ | $\overline{v'^2}$ |
|----------|---------|--------------|------|-----------|-----------|-------------------|-------------------|
| N11 | 540 | Daten | 626 | -2.6 | -1.7 | 19 | 26 |
| | | Interpoliert | 633 | -2.2 | -2.0 | 15 | 24 |
| N1 | 670 | Daten | 1997 | 0.8 | -1.0 | 13 | 29 |
| | | Interpoliert | 2049 | 0.8 | -1.2 | 13 | 25 |

Mit Hilfe der Amplituden $u_m(t_i)$ und den Vertikalverteilungen $F_m(z)$ lassen sich nun nach Gleichung 2.9b interpolierte Vektorzeitreihen $\underline{u}(t, z)$ berechnen. Dies wurde für die Positionen in N1, N11 und N12 durchgeführt. Nach den Testrechnungen aus Abschnitt 2.4 durfte dabei nicht in die Tiefsee hinaus extrapoliert werden, so daß für die Position N1 wegen der großen Datenlücken in dieser Tiefe hierauf verzichtet werden mußte. Um die Qualität der modalen Anpassung abschließend zu testen, wurde diese für einige Beispiele mit vorhandenen Daten verglichen. In Abbildung (2.12a, b) sind Ost- und Nordkomponente auf Position N1 der auf 670 m interpolierten Zeitreihen und der vorliegenden Daten aus dem Tiefenbereich 629 m bis 764 m gezeigt. Die Übereinstimmung ist offensichtlich gut, auch bei zwei oder mehr Freiheitsgraden (Abb. 2.12c). Für andere Positionen und Tiefen gilt das gleiche. Ein Vergleich von Mittelwerten und Varianzen aus direkt gemessenen Daten und den Modellzeitreihen ist in Tabelle 2.3 gegeben. Im Rahmen der Fehlergrenzen (s. Abschnitt 3) ist das Ergebnis befriedigend.

3. Zeitreihenanalyse

Die Daten aus der Tiefsee (≥ 2000 m) wurden bereits an anderer Stelle ausführlich auf ihre statistischen und spektralen Eigenschaften und hinsichtlich der mittleren Zirkulation im tiefen Nordostatlantik untersucht (Dickson et al., 1985). In diesem und im folgenden Kapitel werden deshalb nur die interpolierten Strömungszeitreihen aus dem Bereich der Warmwassersphäre (bis ca. 1650 m) sowie deren barotrope und barokline Anteile betrachtet.

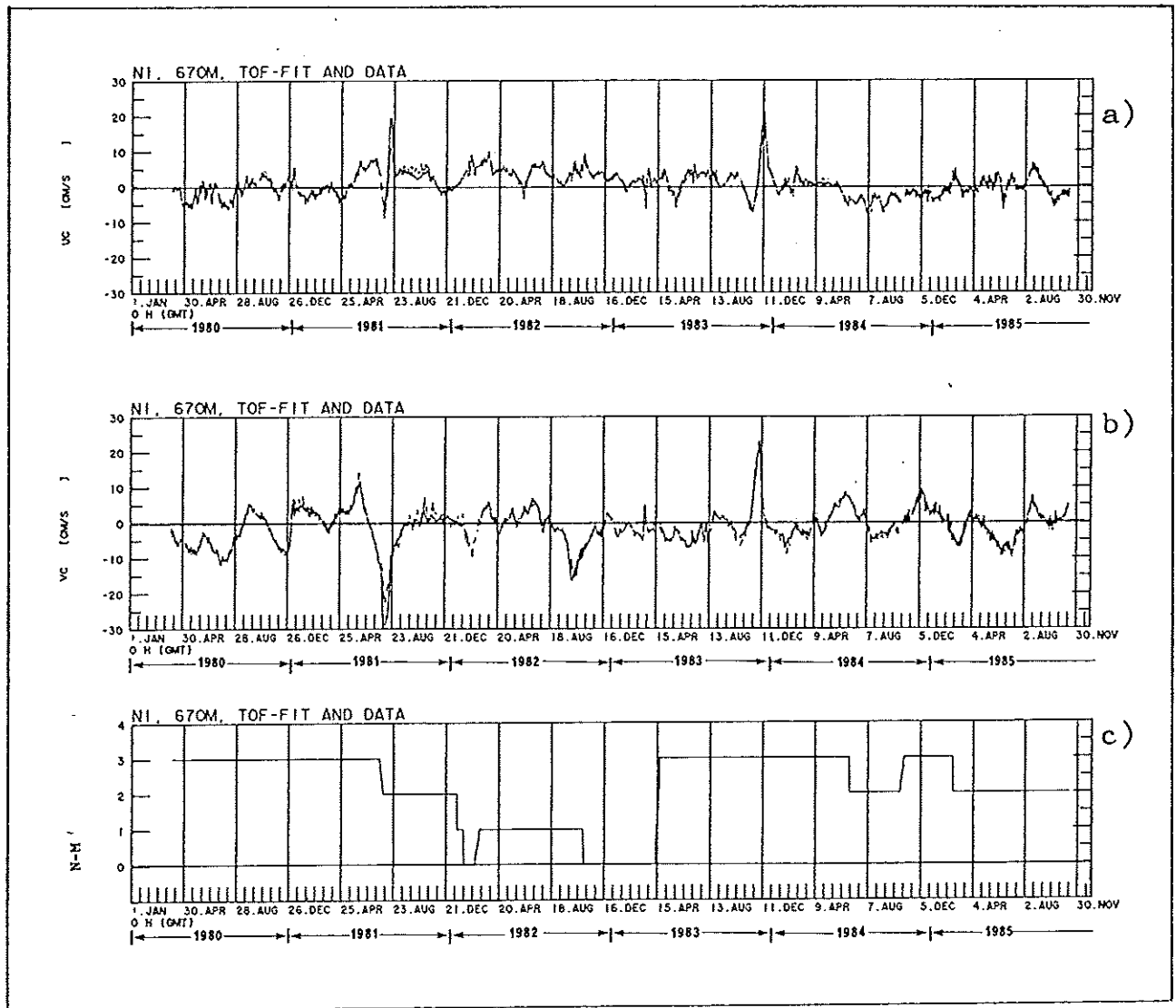


Abb. 2.12: Vergleich von interpolierten Zeitreihen (---) mit gemessener Strömung (—) im 670 m Niveau auf Position N1.
a) Ostkomponente
b) Nordkomponente
c) Zahl der Freiheitsgrade N-M bei der vertikalen Interpolation mit $M=3$ Rossby-Moden und N Stützstellen.

Aus dem Iberischen Becken sind dies die Tiefen 788 m und 1668 m von Position N2 (Abb. 2.3d) sowie 485 m von Position N2.5 (Abb. 2.3e), also nur eine Meßtiefe aus dem Bereich der oberen Hauptsprungschicht. Im Kanarenbecken ist die Datendichte im Bereich der Warmwassersphäre trotz der Geräteausfälle nach der Interpolation erheblich günstiger. Auf Position N1 (Abb. 3.1a) wird der Bereich von 250 m bis 1600 m Tiefe voll überdeckt, auf N11 (Abb. 3.1b) fehlt lediglich der Tiefenbereich um 700 m und auf N12 (Abb. 3.1c) derjenige um 1500 m; in diesen Niveaus waren die Meßgeräte völlig ausgefallen. Auf den Positionen U, B, T, R, O, P, E und X (Abb. 3.1d) war jeweils nur ein Strömungsmesser in der oberen Hauptsprungschicht zwischen 175 m und 275 m eingesetzt, so daß es hier nicht möglich war, die Zeitreihen nach den Rossby-Moden zu zerlegen, um Datenlücken vertikal zu schließen. Auf den Positionen O, E und X wurde dagegen zeitlich interpoliert.

Alle Vektorzeitreihen sind geprägt durch mesoskalige Ereignisse bei offensichtlich kleinen Mittelwerten und großer vertikaler Kohärenz. Die statistischen Eigenschaften und durch die mesoskaligen Bewegungen eventuell maskierte langperiodische Schwankungen sollen in diesem Kapitel untersucht werden.

3.1 Statistik der Zeitreihen

Die Mittelwerte \bar{u} und \bar{v} , Varianzen $\overline{u'^2}$ und $\overline{v'^2}$ sowie die Kovarianzen (Wirbelflüsse) $\overline{u'v'}$ sind in der üblichen Weise über die zeitlichen Mittel von Zeitreihen der Länge T geschätzt. Fehler zu den genannten Größen sind in der ozeanographischen Literatur erst in neuerer Zeit und nicht in einheitlicher Weise abgeschätzt worden. Allen Verfahren gemeinsam ist zunächst die Annahme, daß die Meßreihen $u(t)$ und $v(t)$ Realisierungen normal verteilter stationärer Prozesse sind. Zum Mittelwert \bar{u} wird dann meist der Standardfehler (Bendat und Piersol, 1966)

$$(3.1) \quad e_U = \sqrt{2\sigma_u^2 \tau_U/T}$$

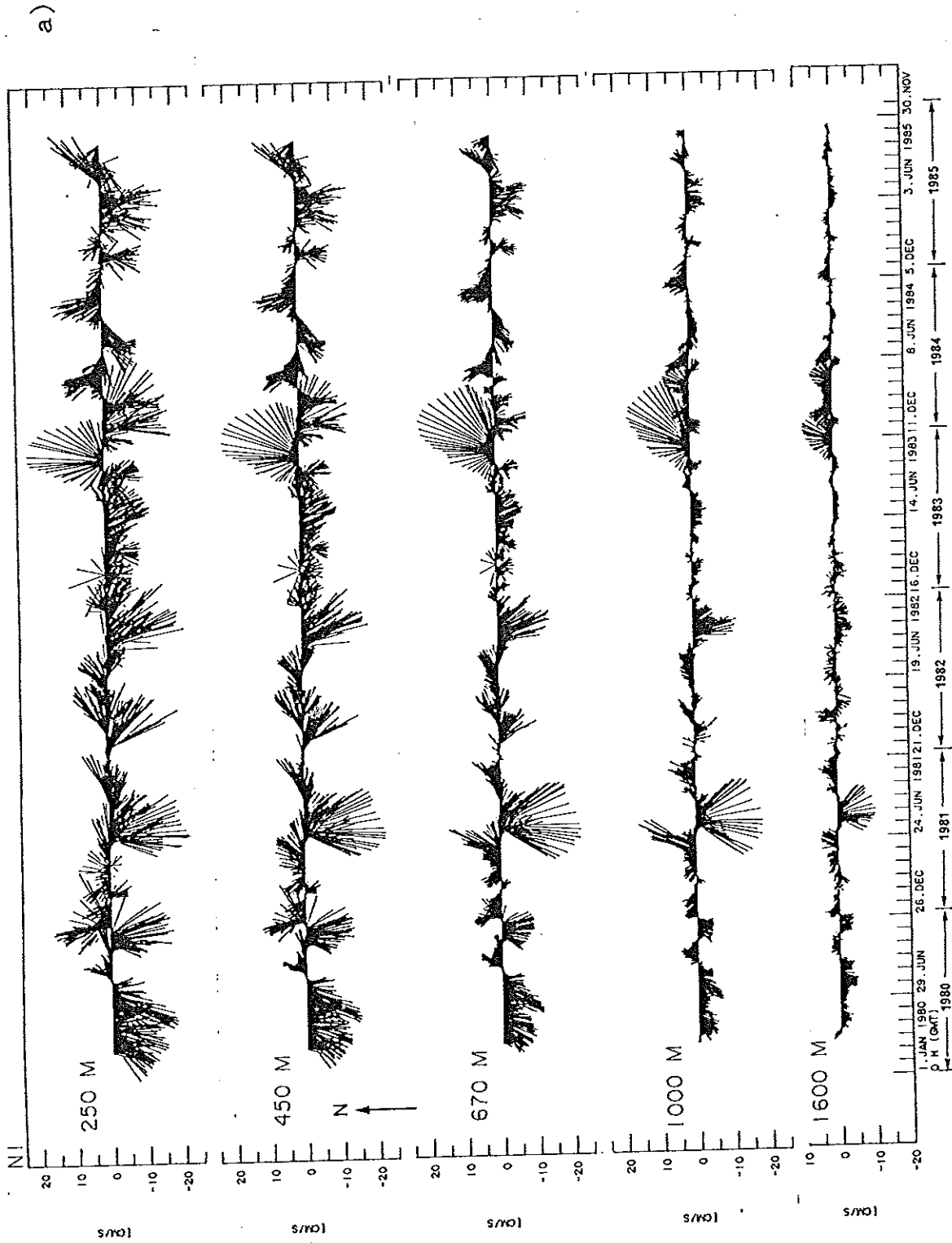


Abb. 3.1: Interpolierte Vektorzeitreihen auf den Positionen mit vertikaler Überdeckung von Strömungsmessern N1 (a), N11 (b) und N12 (c) sowie auf den Positionen U, B, T, R, O, P, E und X mit jeweils einem Gerät zwischen 175 m und 275 m Tiefe (d).

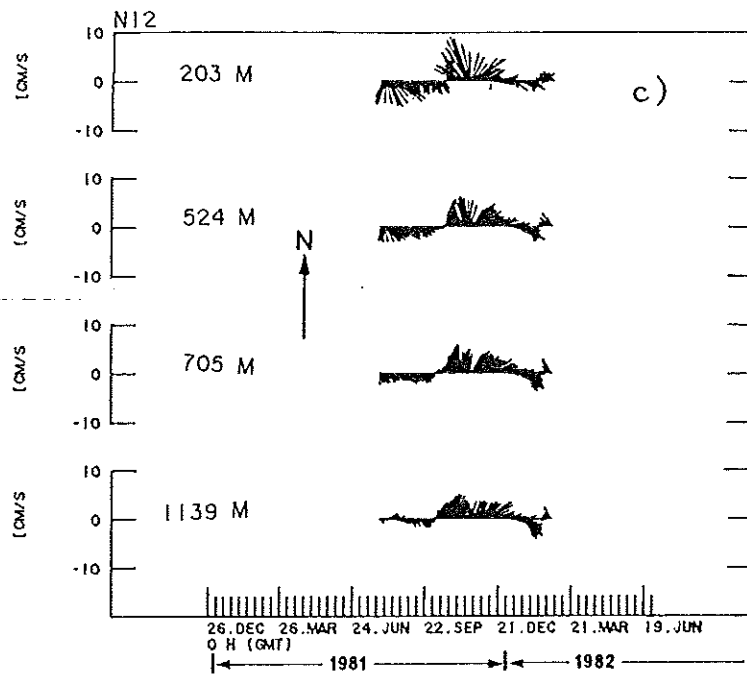
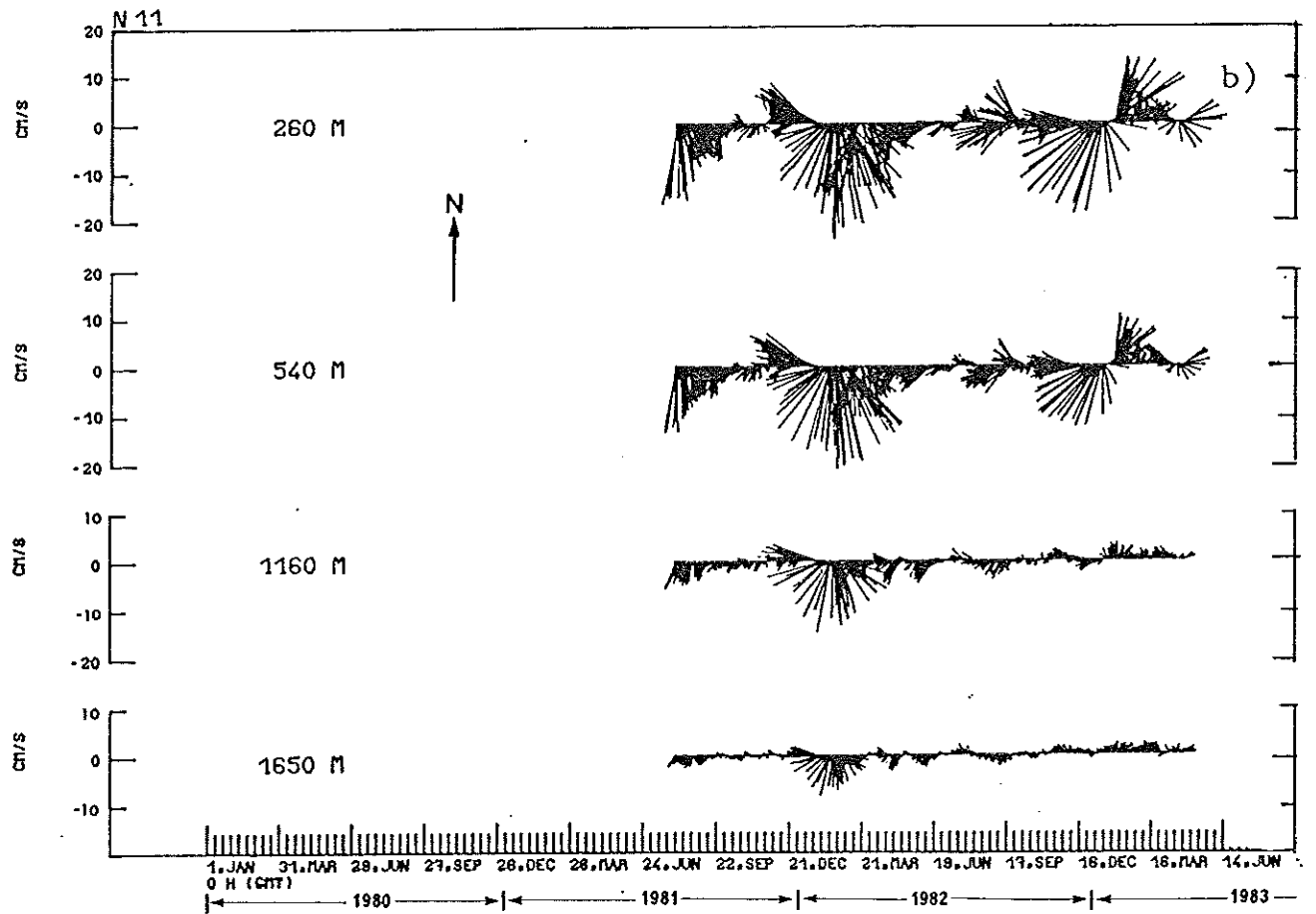


Abb. 3.1: b), c)

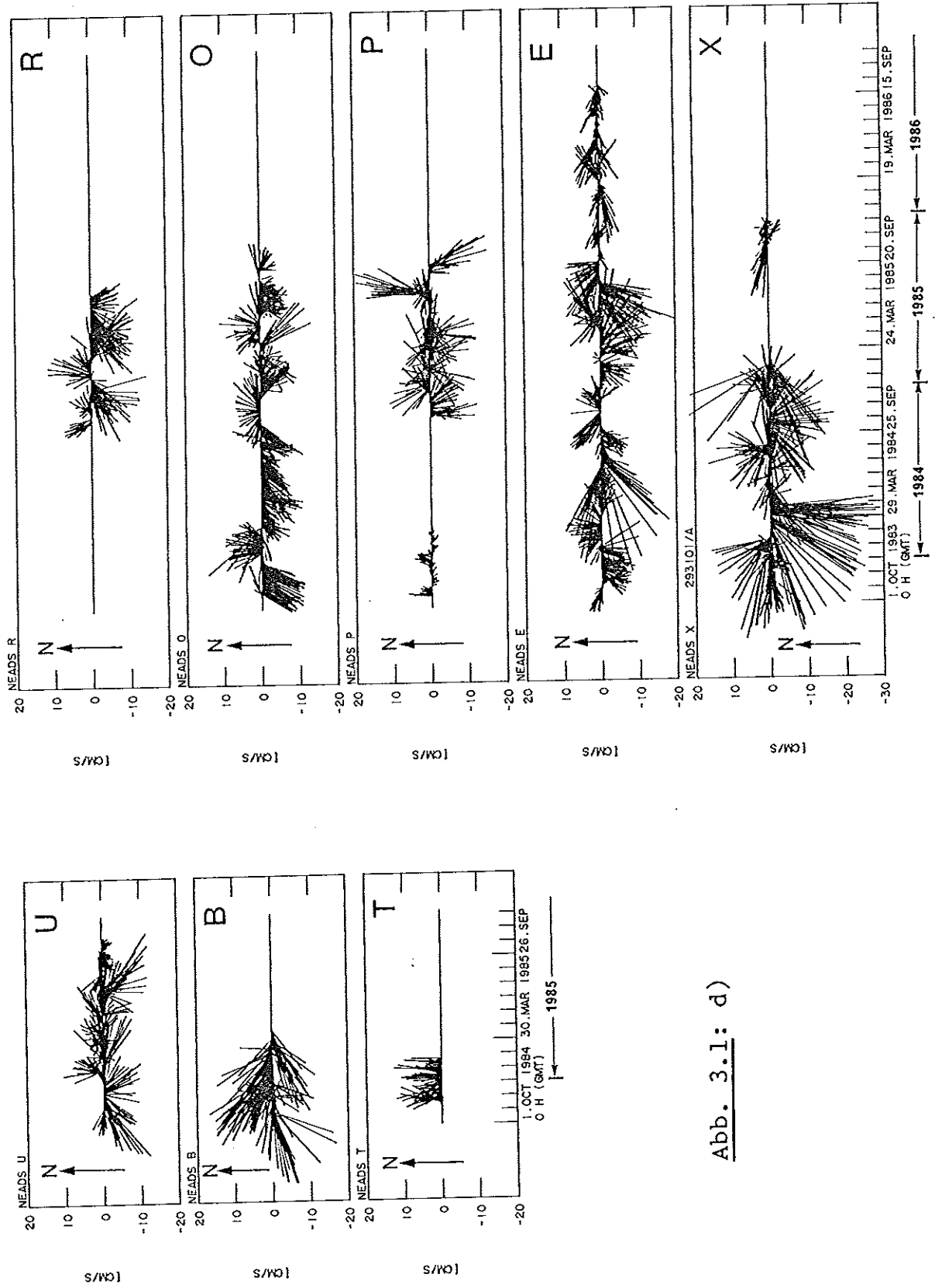


Abb. 3.1: d)

angegeben, wobei σ_U die Standardabweichung und τ_U die Korrelationsskala ist, die aus der Autokorrelationsfunktion zu bestimmen ist

$$(3.2) \quad \tau_U = \int_0^{\infty} c_{UU}(\tau) d\tau$$

Mit

$$(3.3) \quad L_U = T/\tau_U$$

ist dann die Zahl der Freiheitsgrade in der Meßreihe $u(t)$ gegeben (Davis, 1976), die die Statistik bestimmt. Da die Meßreihen beschränkt sind, kann das Integral (3.2) nur in einem entsprechend beschränkten Intervall ausgewertet werden. Auszuführen wäre die Integration bis zu derjenigen Verschiebung τ , bei der $c_{UU}(\tau)$ zuletzt noch signifikant verschieden von Null ist. Die zugehörige Signifikanzgrenze ist allerdings wiederum abhängig von der gesuchten Zeit- bzw. Korrelationsskala. Angesichts dieser Schwierigkeit wird die Integration lediglich bis zur ersten Nullstelle (Luyten, 1982; Dickson et al., 1985) oder bis zu einem willkürlich festgelegten Bruchteil der Länge der Meßreihe beschränkt (z.B. $T/10$, Hendry, 1982). Da Autokorrelationsfunktionen nach der ersten Nullstelle meist mit kleinen Amplituden oszillieren, erhält man durch eine so gewählte Integrationsgrenze eine obere Abschätzung für die integrale Zeitskala τ_U . Für große Zeitskalen, d.h. späterem ersten Nulldurchgang, unterscheidet sich diese Methode im Ergebnis wenig von der von Richman et al. (1977) benutzten, die das Quadrat der Autokorrelationsfunktion bis T integrieren. Flierl und McWilliams (1977) haben gezeigt, daß (3.1) und (3.2) erste Näherungen zu den Erwartungswerten der Fehler sind, die bei roten Sepktren, wie sie auch hier vorliegen (s. Abschnitt 4.1), sehr gute Ergebnisse für die Fehlerabschätzung von Mittelwerten liefern.

Als Fehlergrenzen für die Varianz einer Meßreihe $u(t)$ wurde von Flierl und McWilliams (1977) in erster Näherung des Erwartungswerts der früher von Bendat und Piersol (1966) angegebene Standardfehler

$$3.4 \quad e_{UU} = \left[\frac{2\sigma^4}{T} \int_0^{\infty} c_{UU}(\tau) d\tau \right]^{1/2}$$

gefunden. Diese Formel wurde von Luyten (1982) benutzt, wobei er nur bis zur ersten Nullstelle von $c_{UU}(\tau)$ integriert hat. Hendry (1982) gibt Zahlen an, die um einen Faktor $\sqrt{2}$ höher liegen als die nach (3.4) zu erwartenden.

In der vorliegenden Arbeit wurden die 95%-Vertrauensgrenzen von Mittelwert und Varianz sowie das Niveau der Nullkorrelation nach Kreyszig (1979, Abschnitte 72, 74 und 109) berechnet, wobei die Zahl der Freiheitsgrade nach (3.2) und (3.3) durch Integration der Autokorrelationsfunktion wie bei Dickson et al. (1985) bis zur ersten Nullstelle bestimmt wurde. Bei den Kovarianzen wurde das Maximum beider Zeitskalen zur Berechnung der Freiheitsgrade benutzt. Dieses Verfahren stellt sicher, daß die Zeitskalen nicht zu niedrig eingeschätzt werden. Bei den Mittelwerten sind für $L_U > 18$ die Fehler um den Faktor $\sqrt{2}$ größer als der Standardfehler (3.1), der für $L_U > 15$ die 80%-Vertrauensgrenze schätzt.

Aus den Mittelwerten \bar{u} und \bar{v} sowie den Varianzen $\overline{u'^2}$ und $\overline{v'^2}$ werden die mittlere kinetische Energie $MEK = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)$ und der fluktuative Anteil der kinetischen Energie $FKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ abgeleitet. Die Größe FKE wird in anderen Arbeiten häufig auch als KE oder EKE (englisch Eddy Kinetic Energy) bezeichnet, obwohl in ihr per Definition die Energie aller Schwankungen und nicht nur die der mesoskaligen Wirbel (engl. Eddies) enthalten ist.

Die Hauptvarianzrichtung ist als derjenige Winkel ϕ_{FKE} definiert (positiv von Nord nach Ost), unter dem die Strömung im Mittel die stärksten Fluktuationen zeigt (s. Anhang C zur Herleitung). Sie ist nur für signifikant von Null verschiedene Kovarianz $\overline{u'v'}$ vor anderen Richtungen ausgezeichnet. Die Richtungsstabilität der Strömung wird durch den Parameter $s = \sqrt{\overline{u^2} / \overline{u'^2}}$ gemessen (Dickson et al., 1985). Für verschwindende mittlere Strömung, $\bar{u} = 0$, ist $s = 0$. In diesem Fall würde ein fortschreitendes Vektordiagramm (englisch Progressive Vector Diagramme, PVD) eine geschlossene Kurve bilden. Eine Strömung mit konstanter Richtung und möglicherweise schwankender Intensität (im PVD eine gerade Linie) hat einen Stabilitätsparameter $s = 1$.

Die bei weitem längsten Zeitreihen (interpoliert) liegen mit 2049 d auf Position N1 vor. Sie eignen sich deshalb am besten dazu, die Stabilität einiger statistischer Parameter in Abhängigkeit vom Mittelungsintervall zu untersuchen, wie es für die Größen MKE und FKE mit Daten aus der Drake-Straße (Nowlin et al., 1981) und mit kürzeren Zeitreihen aus Tiefen des Nordatlantiks von mehr als 2000 m auch für die Mittelwerte von Dickson et al. (1985) durch-

geführt wurde. In Abbildung 3.2a sind die Ergebnisse aus 670 m für die integralen Zeitskalen τ_u und τ_v , die Mittelwerte der Strömung u und v , den fluktuativen Anteil an der kinetischen Energie FKE und den Stabilitätsparameter s dargestellt. Zunächst wird am Verlauf der Kurven für die Zeitskalen τ_u und τ_v deutlich, daß deren Berechnung ganz wesentlich auf der Länge des zur Verfügung stehenden Datensatzes und den offensichtlich sehr langen Zeitskalen der Fluktuationen in diesem Seegebiet abhängt (s. Abschnitt 4). Auch nach 200 bis 300 Tagen Mittelungsintervall verändern sich die berechneten Zeitskalen stark, was bedeutet, daß die beobachteten Schwankungen noch nicht normal um den Mittelwert verteilt sind. Die berechnete Zeitskala für die Ostkomponente auf N1 schwankt sogar nach 1500 Tagen noch zwischen 30 und 70 Tagen. Ähnliches Verhalten wurde in anderen Regionen des Nordatlantiks gefunden, wo die Zeitskalen in verschiedenen Seegebieten (POLYMODE Array III, Cluster A, B, C) im gleichen Zeitraum in verschiedenen Verankerungen um mehr als 100% unterschiedlich waren (Wunsch, 1983).

Erst nach etwa drei Jahren Mittelungszeit haben die Mittelwerte u und v im nördlichen Kanarenbecken ein Niveau erreicht, das sie dann mit leichten Schwankungen beibehalten. Gleiches gilt im Gegensatz zu früherer Argumentation mit Hilfe kürzerer Zeitreihen (365 d - 730 d) aus der Tiefsee (Dickson et al., 1985) für die Fluktuationsenergie FKE und auch für den Stabilitätsparameter s . Entsprechend zeigen die Zeitreihen aus 540 m auf Position N11 (633 d, Abb. 3.2b) und aus 788 m auf N2 (547 d, Abb. 3.2c) kein stabilisiertes Verhalten. Dies gilt insbesondere für Position N2 in 788 m, d.h. im Bereich der Ausbreitung des Mittelmeerwassers westlich von Gibraltar. Damit ist deutlich, daß die eingangs vorausgesetzte Stationarität für die Berechnung der statistischen Parameter keineswegs gesichert ist; trotzdem werden sie als erste Näherung an die Erwartungswerte akzeptiert und im folgenden diskutiert.

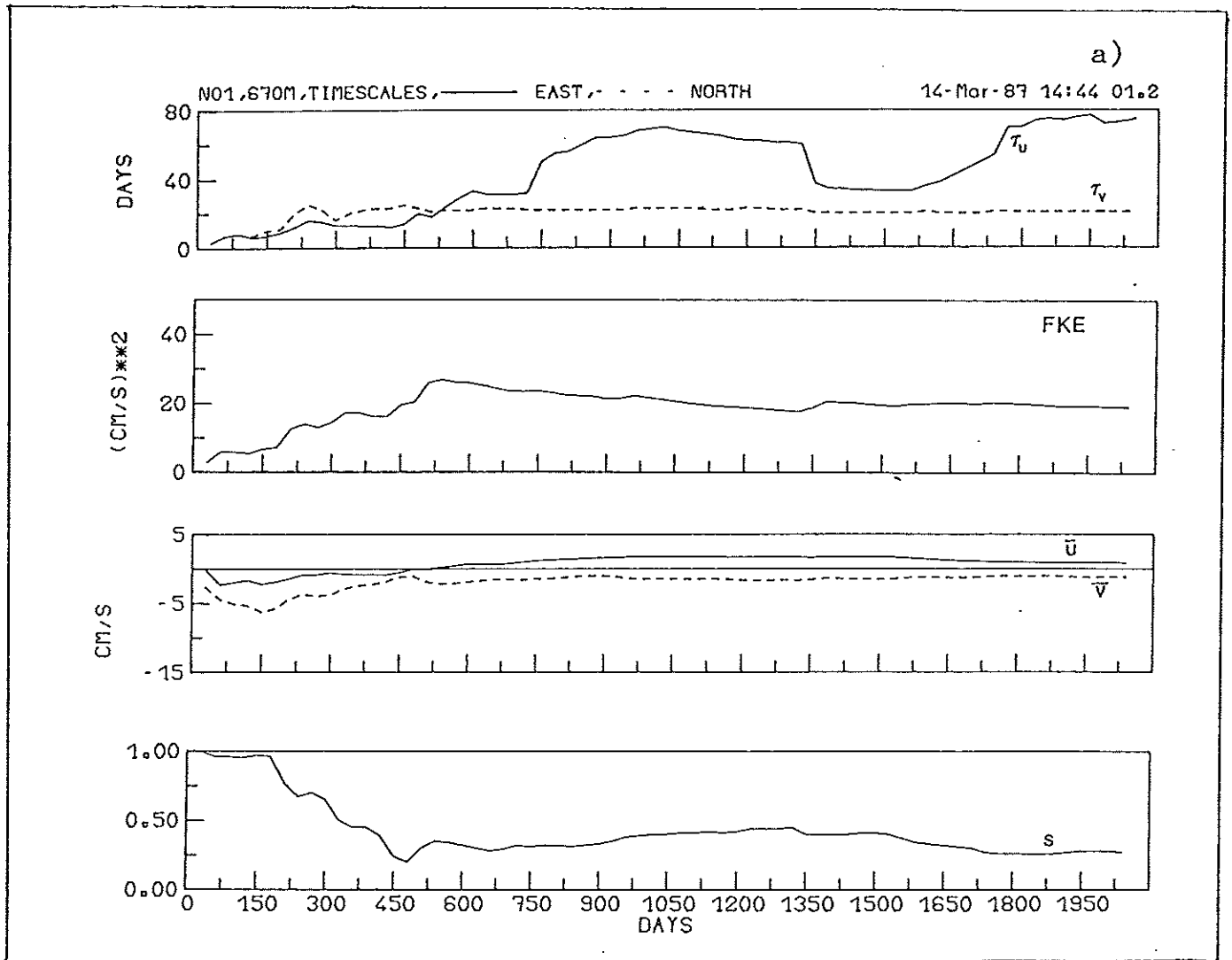


Abb. 3.2: Zeitskalen τ_u und τ_v , Mittelwerte \bar{u} und \bar{v} , sowie Fluktuationsenergie FKE und Stabilitätsparameter s in Abhängigkeit von der Länge des Mittelungsintervalls für die Positionen N1, 670 m (a), N11, 540 m (b) und N2, 788 m (c).

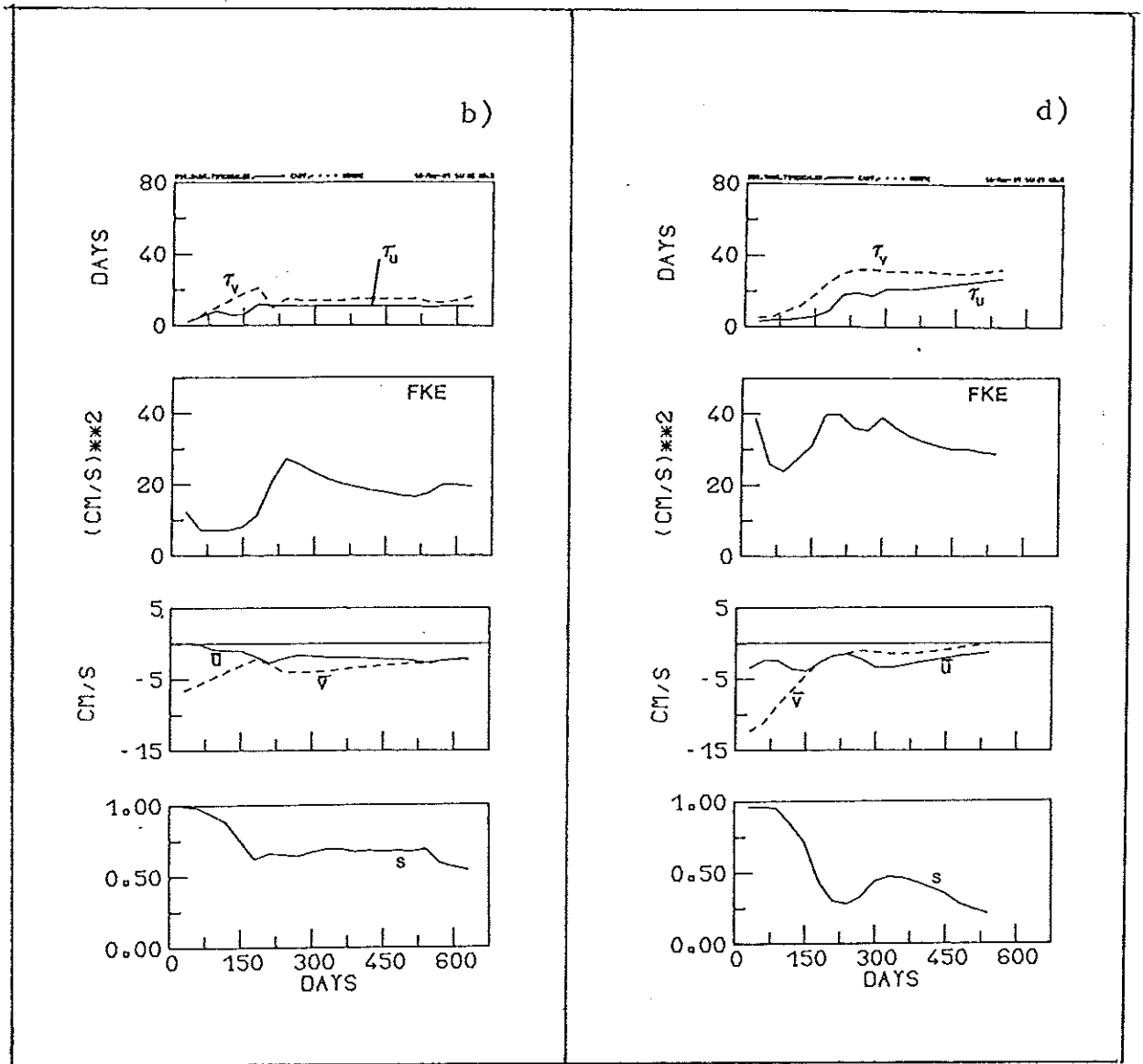


Abb.3.2: b), c)

Interpolierte Zeitreihen

In den Tabellen 3.1a bis 3.1c sind die statistischen Parameter für die interpolierten Zeitreihen wiedergegeben, basierend auf der längsten für Position und Tiefe möglichen Zeitreihe. Die bei weitem größte Zeitskala von mehr als 70 d findet man in der zonalen Geschwindigkeitskomponente in der oberen Hauptsprungschicht auf Position N1. Sie ist vergleichbar zu der zonalen Komponente in der MODE-Region im zentralen Nordwestatlantik (Richman et al., 1977). In beiden Fällen übertreffen sie diejenige der meridionalen Komponente um das zweieinhalb- bis dreifache ($\tau_v = 20$ d für N1, $\tau_v = 23$ d für MODE). Eine derartige Asymmetrie findet man auf keiner anderen Position im Nordostatlantik, und sie wurde auch nicht in den vier Regionen des POLYMODE-Gebiets, (Abb. 1.1), Cluster A westlich des Mittelatlantischen Rückens (28°N , 48°W), Cluster B östlich des Rückens (27°N , 41°W) und Cluster C im westlichen Nordäquatorialstrom (16°N , 54°W) sowie im westlichen Rezirkulationsgebiet (Local Dynamic experiment, 31°N , 69.5°W), beobachtet (Wunsch, 1983; Owens et al., 1982). Es ist nicht auszuschließen, daß auch Registrierungen von mehreren Jahren nicht ausreichen, die Zeitskalen korrekt abzuschätzen. Die sehr niederfrequenten Schwankungen in der Ostkomponente der Strömung auf N1 (s. Abschnitt 3.3) deuten darauf hin.

Während die Zeitskala für die zonale Komponente auf N1 mit zunehmender Tiefe kleiner wird ($\tau_u = 15$ d in 1600 m) bleibt sie für die meridionale Komponente von der gleichen Größenordnung ($\tau_v = 20$ d). Gleiches Verhalten für τ_u wurde für die MODE Region beobachtet, entspricht jedoch nicht den Beobachtungen aus den POLYMODE-Daten westlich und östlich des Mittelatlantischen Rückens (Array III, Cluster A and B), im Bereich des westlichen Nordäquatorialstroms (Array III, Cluster C) und im westlichen Rezirkulationsgebiet (LDE), wo die Zeitskalen mit zunehmender Tiefe von 200 m bis 3000 m in beiden Komponenten gleich bleiben oder etwas zunehmen, bevor sie zum Boden hin wieder kleiner werden (Wunsch, 1983; Owens et al., 1982). Abgesehen von diesen Unterschieden sind die Zeitskalen des vorliegenden Datensatzes ähnlich zu denen des Nordwestatlantiks.

Tabelle 3.1a: Statistik der Strömungszeitreihen in der Warmwassersphäre. Mit * indizierte Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ sind signifikant verschieden von Null. Die Größen e_{uu} und e_{vv} sind die Fehlergrenzen für die Varianzen. Alle Fehlerangaben beziehen sich auf 95%-Vertrauensgrenzen.

Position N1: Daten vertikal und zeitlich interpoliert,

Länge der interpolierten Zeitreihe 2049 d

| Datenbasis/d | 1215 | 1629 | 1979 | 2005 | 1771 |
|--|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| Tiefe/m | 250 | 450 | 670 | 1000 | 1600 |
| $\bar{u}/\text{cm s}^{-1}$ | 1.5 ± 2.0 | 1.2 ± 1.7 | 0.8 ± 1.4 | 0.1 ± 0.7 | -0.3 ± 0.3 |
| τ_u/d | 74 | 79 | 75 | 36 | 15 |
| $\bar{v}/\text{cm s}^{-1}$ | -2.6 ± 1.4 | -1.9 ± 1.2 | -1.2 ± 1.0 | -0.2 ± 0.7 | 0.0 ± 0.4 |
| τ_v/d | 20 | 21 | 21 | 19 | 18 |
| $ \bar{u} /\text{cm s}^{-1}$ | 3.0 | 2.2 | 1.4 | 0.2 | 0.3 |
| $\phi/^\circ$ | 150 | 148 | 146 | 153 | 270 |
| $\text{MKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 4.4 | 2.6 | 1.0 | <0.1 | 0.1 |
| $\overline{u'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 27 | 20 | 13 | 7 | 3 |
| $e_{uu}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 17,51 | 12,37 | 8,24 | 5,8 | 2,4 |
| $\overline{v'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 49 | 37 | 25 | 13 | 5 |
| $e_{vv}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 38,66 | 28,50 | 19,34 | 10,18 | 4,7 |
| $\text{FKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 38 | 28 | 19 | 10 | 4 |
| $\overline{u'v'}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | -2.3 | -0.3 | 1.3 | 1.3* | -0.6* |
| $\phi_{\text{FKE}}/^\circ$ | 354 | 359 | 6 | 11 | 346 |
| s | 0.37 | 0.33 | 0.26 | 0.07 | 0.14 |

Tabelle 3.1b: Statistik der Strömungszeitreihen in der Warmwassersphäre. Mit * indizierte Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ sind signifikant verschieden von Null. Die Größen e_{uu} und e_{vv} sind die Fehlergrenzen für die Varianzen. Alle Fehlerangaben beziehen sich auf 95%-Vertrauensgrenzen.

Position N11: Daten vertikal und zeitlich interpoliert,
Länge der interpolierten Zeitreihe 633 d

| Datenbasis/d | 626 | 626 | 626 | 626 |
|--|----------------|----------------|----------------|----------------|
| Tiefe/m | 260 | 540 | 1160 | 1650 |
| $\bar{u}/\text{cm s}^{-1}$ | -1.9 ± 1.2 | -2.2 ± 1.0 | -1.4 ± 0.6 | -0.5 ± 0.3 |
| τ_u/d | 11 | 11 | 10 | 9 |
| $\bar{v}/\text{cm s}^{-1}$ | -2.0 ± 1.8 | -2.0 ± 1.6 | -1.0 ± 0.9 | -0.3 ± 0.6 |
| τ_v/d | 15 | 16 | 22 | 25 |
| $ \bar{u} /\text{cm s}^{-1}$ | 2.8 | 3.0 | 1.7 | 0.6 |
| $\tilde{\phi}/^\circ$ | 224 | 228 | 234 | 239 |
| $\text{MKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 3.8 | 4.4 | 1.5 | 0.2 |
| $\overline{u'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 21 | 15 | 5 | 2 |
| $e_{uu}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 15,31 | 11,22 | 4,7 | 1,3 |
| $\overline{v'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 35 | 24 | 6 | 2 |
| $e_{vv}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 23,56 | 16,40 | 4,11 | 1,4 |
| $\text{FKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 28 | 19 | 5 | 2.0 |
| $\overline{u'v'}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 0.7 | -1.4 | -0.8* | 0.2 |
| $\phi_{\text{FKE}}/^\circ$ | 3 | 351 | 330 | 38 |
| s | 0.43 | 0.53 | 0.62 | 0.36 |

Tabelle 3.1c: Statistik der Strömungszeitreihen in der Warmwassersphäre. Mit * indizierte Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ sind signifikant verschieden von Null. Die Größen e_{uu} und e_{vv} sind die Fehlergrenzen für die Varianzen. Alle Fehlerangaben beziehen sich auf 95%-Vertrauensgrenzen.

Position N12: Daten vertikal und zeitlich interpoliert,
Länge der interpolierten Zeitreihe 213 d

| Datenbasis/d | 116 | 213 | 213 | 213 |
|--|----------------|---------------|---------------|---------------|
| Tiefe/m | 203 | 524 | 705 | 1139 |
| $\overline{u}/\text{cm s}^{-1}$ | 1.1 ± 1.0 | 1.9 ± 1.1 | 2.2 ± 1.1 | 2.1 ± 1.0 |
| τ_u/d | 8 | 13 | 14 | 14 |
| $\overline{v}/\text{cm s}^{-1}$ | -0.1 ± 1.8 | 0.3 ± 1.8 | 0.5 ± 1.8 | 0.6 ± 1.4 |
| τ_v/d | 17 | 20 | 20 | 18 |
| $ \overline{u} /\text{cm s}^{-1}$ | 1.1 | 1.9 | 2.3 | 2.2 |
| $\tilde{\phi}/^\circ$ | 95 | 81 | 77 | 74 |
| $\text{MKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 0.7 | 1.9 | 2.7 | 0.7 |
| $\overline{u'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 6 | 4 | 4 | 3 |
| $e_{uu}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 4,12 | 2,10 | 2,10 | 2,9 |
| $\overline{v'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 8 | 6 | 6 | 5 |
| $e_{vv}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 4,22 | 3,21 | 3,20 | 2,14 |
| $\text{FKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 7 | 5 | 5 | 4 |
| $\overline{u'v'}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | -2.1 | -1.7 | -1.5 | -1.1 |
| $\phi_{\text{FKE}}/^\circ$ | 326 | 330 | 332 | 328 |
| s | 0.33 | 0.56 | 0.65 | 0.69 |

Tabelle 3.1d: Statistik der Strömungszeitreihen in der Warmwassersphäre. Mit * indizierte Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ sind signifikant verschieden von Null. Die Größen e_{uu} und e_{vv} sind die Fehlergrenzen für die Varianzen. Alle Fehlerangaben beziehen sich auf 95%-Vertrauensgrenzen.

Position N2: Zeitreihen in 1668 m ohne Interpolation gekoppelt
Position N2.5

| Position | N2 | | N2.5 |
|--|----------------|----------------|----------------|
| Datenbasis/d | 547 | 413 | 242 |
| Tiefe/m | 788 | 1668 | 485 |
| $\bar{u}/\text{cm s}^{-1}$ | -1.2 ± 2.3 | 0.9 ± 0.8 | -1.3 ± 3.6 |
| τ_u/d | 27 | 16 | 24 |
| $\bar{v}/\text{cm s}^{-1}$ | 0.0 ± 2.8 | -0.3 ± 0.9 | -0.0 ± 2.0 |
| τ_v/d | 32 | 20 | 19 |
| $ \bar{u} /\text{cm s}^{-1}$ | 1.2 | 0.9 | 1.3 |
| $\tilde{\phi}/^\circ$ | 270 | 108 | 270 |
| $\text{MKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 0.8 | 0.5 | 0.8 |
| $\overline{u'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 27 | 4 | 28 |
| $e_{uu}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 15,59 | 2,8 | 12,103 |
| $\overline{v'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 31 | 4 | 12 |
| $e_{vv}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 17,74 | 2,9 | 6,37 |
| $\text{FKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 29 | 4 | 20 |
| $\overline{u'v'}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 9.5* | 0.2 | 11.7* |
| $\phi_{\text{FKE}}/^\circ$ | 39 | 45 | 62 |
| s | 0.21 | 0.58 | 0.50 |

Tabelle 3.1e: Statistik der Strömungszeitreihen in der Warmwassersphäre. Mit * indizierte Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ sind signifikant verschieden von Null. Die Größen e_{uu} und e_{vv} sind die Fehlergrenzen für die Varianzen. Alle Fehlerangaben beziehen sich auf 95%-Vertrauensgrenzen.

Positionen: U, B, T, R, O, P, E und X. Zeitreihen interpoliert.

Auf P und X je zwei Teilstücke von 326 d und 155 d bzw. 488 d und 81 d.

| Position | U | B | T | R | O | P | E | X |
|--|------------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Datenbasis/d | 376 | 175 | 107 | 275 | 704 | 481 | 1078 | 569 |
| Tiefe/m | 225 | 175 | 123 | 170 | 240 | 178 | 275 | 275 |
| $\overline{u}/\text{cm s}^{-1}$ | 1.7 ± 2.3 | -10.8 ± 3.0 | -0.1 ± 1.0 | 1.0 ± 2.2 | -1.1 ± 2.0 | 0.4 ± 1.1 | -1.5 ± 1.4 | -3.3 ± 2.8 |
| τ_u/d | 15 | 9 | 6 | 12 | 35 | 8 | 17 | 15 |
| $\overline{v}/\text{cm s}^{-1}$ | 1.4 ± 1.4 | 2.3 ± 3.1 | 5.0 ± 0.8 | -3.0 ± 2.4 | -2.6 ± 1.4 | -0.3 ± 1.4 | -0.8 ± 1.1 | -2.3 ± 3.2 |
| τ_v/d | 11 | 8 | 2 | 14 | 14 | 10 | 14 | 17 |
| $ \overline{u} /\text{cm s}^{-1}$ | 2.2 | 11.0 | 4.6 | 3.2 | 2.8 | 0.5 | 1.7 | 4.0 |
| $\tilde{\phi}/^\circ$ | 130 | 282 | 359 | 198 | 203 | 127 | 242 | 235 |
| MKE/cm ² s ⁻² | 2.4 | 61 | 12.7 | 5.0 | 4.0 | 0.1 | 1.4 | 8.1 |
| $\overline{u'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 34 | 42 | 4.8 | 28 | 20 | 18 | 29 | 65 |
| $e_{uu}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 21,66 | 24,92 | 3,10 | 16,56 | 12,44 | 13,27 | 21,42 | 43,110 |
| $\overline{v'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 17 | 51 | 9.6 | 27 | 23 | 25 | 22 | 74 |
| $e_{vv}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 11,29 | 30,106 | 7,14 | 15,58 | 16,35 | 17,39 | 16,31 | 48,131 |
| FKE/cm ² s ⁻² | 25 | 47 | 7.2 | 27 | 22 | 22 | 26 | 70 |
| $\overline{u'v'}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ | 0.2 | -4.4 | -0.7 | 6.0* | 4.2* | -1.0 | 0.0 | 6.1 |
| $\phi_{\text{FKE}}/^\circ$ | 89 | 337 | 352 | 47 | 38 | 352 | 270 | 27 |
| s | 0.35 | 0.82 | 0.90 | 0.44 | 0.43 | 0.48 | 0.29 | 0.41 |

Die Werte für die mittlere kinetische und die fluktuative kinetische Energie, MKE und FKE, sind im Tiefenbereich von 400 m bis 800 m von der gleichen Größenordnung ($1-5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ bzw. $15 - 30 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$), wie sie früher von Dickson (1983, seine Abb. 3f und 3a) angegeben wurden, mit einem Verhältnis FKE/MKE von mindestens 5:1. Aus dem Bereich zwischen Deckschicht und 400 m Tiefe des Nordostatlantiks standen Dickson keine Daten zur Verfügung. Hier zeigt sich jetzt die erwartete Zunahme vor allem im fluktuativen Anteil der Energie auf $25 - 40 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ im offenen Ozean und auf den für den Nordostatlantik sehr hohen Wert von $75 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ auf Position X in unmittelbarer Nähe der Kanarischen Inseln.

Im Vergleich zur fluktuativen Energie sind die Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ überwiegend klein und nur in wenigen Fällen signifikant verschieden von Null. Zu diesen Fällen zählen die Messungen auf der Position N2.5, auf der die Mittelwerte allerdings weitgehend durch das Strömungsereignis zu Beginn der Messungen bestimmt werden und der die Statistik bestimmende Prozeß deshalb statistisch instationär ist (s. Abb. 2.3e), sowie diejenigen auf den Positionen R und O. Von Null signifikant verschieden sind auch die Wirbelflüsse im Bereich des Mittelmeerwassers auf den Positionen N1, N11 und N2; allerdings unterscheiden sich die Vorzeichen, und offen ist auch hier die Frage, inwieweit angesichts der Einzelereignisse gerade in diesem Niveau der Prozeß als stationär angesehen werden kann.

Die Hauptvarianzrichtung zeigt mit der Tiefe kaum Veränderungen auf (Positionen N1, N11, N12 und N2), ist dagegen mit nord-südlicher Ausrichtung auf den Positionen N1, N11, N12, O und P sowie ost-westlicher Ausrichtung auf den Positionen N2, N2.5, U, R, E und X geographisch uneinheitlich verteilt. Dies liegt sicher daran, daß die Wirbelflüsse $\overline{u'v'}$ nur selten signifikant verschieden von Null sind. Die Stabilität der Strömung ist allgemein gering bis mäßig ($0.30 < s < 0.60$). Der bei weitem niedrigste Wert ($s = 0.07$) wird im Niveau des Mittelmeerwassers auf Position N1 (ca. 1000 m) beobachtet; dies ist jedoch nicht unbedingt typisch für dieses Niveau, da er auf N11 und N12 in diesem Niveau sogar die für diese Positionen maximalen Werte von $s = 0.62$ bzw. $s = 0.65$ annimmt. Die extrem hohen Werte auf den Positionen B und T sind durch die jeweils kurze Registrierdauer von 175 d bzw. 107 d zu erklären (vergl. Abb. 3.1a). Diese beiden Positionen werden deshalb auch bei den weiteren Untersuchungen nicht berücksichtigt.

Wegen der hohen Variabilität gegenüber dem mittleren Feld sind die Einzelabschätzungen für die mittlere Strömung mit großen Fehlern verbunden. Vor allem in Tiefen ab 800 m schließen die Fehlergrenzen in beiden Komponenten gleichzeitig einen Vorzeichenwechsel mit ein. Gleiches gilt zum Teil für Zeitreihen, die nur zwischen sieben Monaten (Positionen N12, N2.5) und einem Jahr lang sind (U und P, nicht aber R). Hier wirken sich die sehr langsam veränderlichen Fluktuationen mit Skalen von einigen Monaten auf die Unsicherheit bei der Berechnung der Mittelwerte voll aus, während sie bei sehr kurzen Zeitreihen (B und T) noch gar nicht als Fluktuationen zu erkennen sind.

Trotz dieser Unsicherheiten ergibt sich zumindest für das Kanarenbecken, wo der größte Datensatz vorliegt, ein konsistentes Bild der mittleren vertikalen und der horizontalen Verteilung des Strömungsfeldes in 250 m sowie der spektralen Verteilung der fluktuativen Anteile, wie in den Abschnitten 3.2 und 4.1 gezeigt wird.

Nach der Diskussion in Kapitel 2 steht es nicht im Widerspruch zur EOF-Analyse, die Amplituden der Rossby-Moden nicht nur als Ergebnis einer formalen Zerlegung nach orthogonalen Eigenfunktionen zu interpretieren, sondern deren Schwankungsanteile als Signale quasigeostrophischer Bewegungen aufzufassen. Daher ist es sinnvoll, nach dem Anteil der einzelnen Moden an der Schwankungsenergie zu fragen.

In Tabelle 3.2 sind für die barotrope und die ersten beiden baroklinen Rossby-Moden die vertikal integrierte Energie für die Ost- und Nordkomponente sowie die Gesamtenergie angegeben. Man erkennt, daß auf allen Positionen, für die die modale Zerlegung erfolgen konnte, der barotrope Anteil gegenüber dem baroklinen jedenfalls nicht zu vernachlässigen ist, teilweise sogar dominiert. Nur im Kanarenbecken auf den Positionen N1, N11 und N12 war die vertikale Überdeckung gut genug, um die zweite barokline Mode aufzulösen. Entsprechend den Ergebnissen der EOF-Analyse in Kapitel 2 ist sie in der Gesamtbilanz gegenüber den beiden anderen Moden von untergeordneter Bedeutung.

Auf die spektrale Verteilung wird in Kapitel 4.2 eingegangen.

Tabelle 3.2: Vertikal integrierte Energie der Rossby-Moden

| Position | $\overline{u'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ Mode-Nr. | | | $\overline{v'^2}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ Mode-Nr. | | | $\text{FKE}/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ Mode-Nr. | | |
|------------|--|-----|-----|--|-----|-----|---|-----|-----|
| Tage | 0 | 1 | 2 | 0 | 1 | 2 | 0 | 1 | 2 |
| N1 2049 | 3.6 | 2.6 | 0.6 | 5.7 | 4.0 | 0.9 | 4.6 | 3.3 | 0.7 |
| N11 633 | 1.7 | 2.3 | 0.5 | 2.5 | 3.3 | 0.4 | 2.1 | 2.8 | 0.4 |
| N12 213 | 1.9 | 0.3 | 0.2 | 1.9 | 0.6 | 0.3 | 1.9 | 0.4 | 0.2 |
| N2 352 | 4.1 | 6.6 | - | 4.6 | 9.4 | - | 4.3 | 8.0 | - |
| N2.5 | 1.9 | 3.6 | - | 0.8 | 1.4 | - | 1.4 | 2.5 | - |

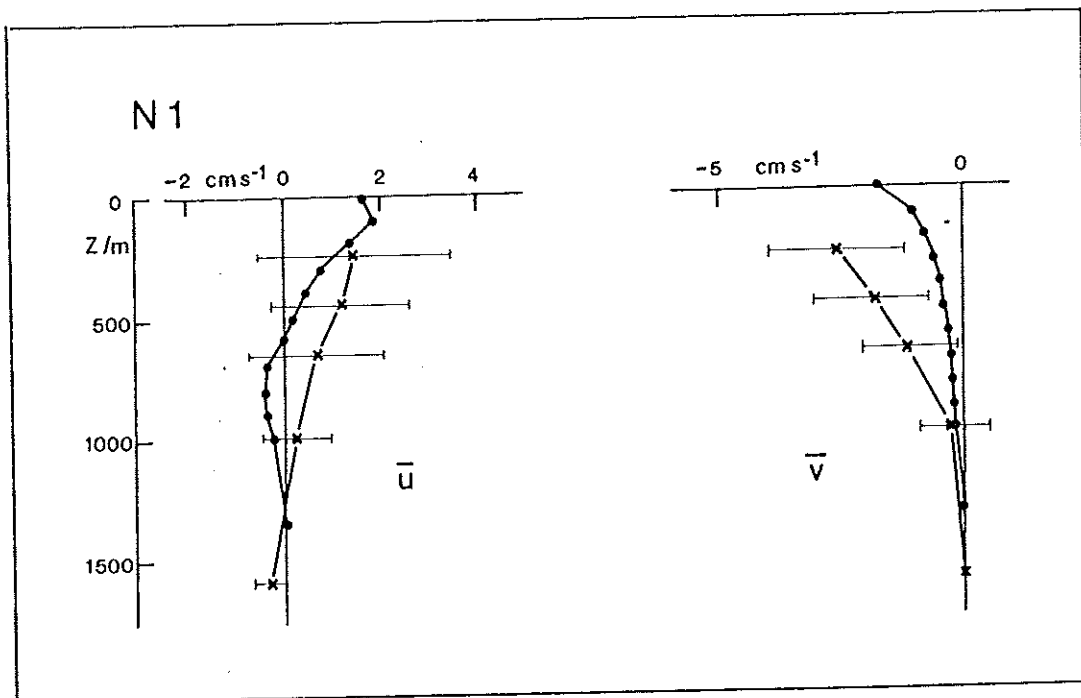


Abb. 3.3: Das vertikale Strömungsprofil bei Position N1: baroclin geostrophisch (---) nach Stramma (1984a) und aus direkten Messungen (-x-) mit 95%-Vertrauensgrenzen.

3.2 Das mittlere Strömungsfeld im nördlichen Kanarenbecken

In den letzten Jahren ist das Bild der mittleren nordatlantischen Zirkulation in der Warmwassersphäre des Subtropenwirbels, das durch die gegensätzlichen Schemata von Dietrich et al. (1975) und Worthington (1976) geprägt war, modifiziert worden. Es konnte nachgewiesen werden, daß im Gegensatz zu Worthingtons Bild die Zirkulation des Subtropenwirbels über den Mittelatlantischen Rücken hinaus in den Nordostatlantik hineinreicht. Ein Zweig, der Nordatlantische Strom, führt nördlich der Azoren warmes Wasser in Richtung auf die nordwesteuropäischen Schelfgebiete; im Gegensatz zu Dietrichs Bild zweigt hiervon nur ein kleiner Teil (ca. $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) im Portugalstrom nach Süden ab (Krauss, 1986). Der restliche von Dietrich geforderte Volumentransport von $8 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, der zwischen den Azoren und der Iberischen Halbinsel als breites Band über 40°N nach Süden setzen und den Kanarenstrom speisen soll, wird südlich der Azoren in einer Frontalzone als weiterer Zweig der Rezirkulation aus dem Nordwestatlantik in den Nordostatlantik geführt und dreht bei Madeira nach Süden ab (Gould, 1985; Pollard and Pu, 1985; Krauss, 1986; s. Abb. 1.2).

Dieser Zweig der Rezirkulation zeigt sich in den geostrophischen Berechnungen gemittelter historischer Daten für den gesamten Nordatlantik (Olbers et al., 1985), für den Nordostatlantik allein (Maillard, 1984; Stramma, 1984b; Klein, 1986), bei der Verwendung einzelner, meist zonaler hydrographischer Schnitte aus dem Internationalen Geophysikalischen Jahr (Leetmaa et al., 1977; Saunders, 1982), in quasisynoptischen Aufnahmen (Käse und Siedler, 1982; Stramma, 1984b; Käse et al., 1986) und in den Trajektorien von Driftbojen (Krauss und Käse, 1986). Das frühe Bild von Wüst (1936), der in der Dichteverteilung in 200 m Tiefe eine scharfe Frontalzone im Gebiet südöstlich der Azoren zeigt, wird somit in diesen neueren Arbeiten eindrucksvoll bestätigt.

Mit den vorliegenden direkten Strömungsmessungen im nördlichen Kanarenbecken kann nun an wenigstens einer Position (N1) ein statistisch abgesichertes vertikales Strömungsprofil mit dem geostrophischen Scherungsprofil verglichen werden. Stramma (1984a) hat für den Nordostatlantik historische hydrographische Daten bis Ende der 70-er Jahre auf 3×3 -Grad-Feldern gemittelt und für das Feld mit Zentrum bei $33^\circ 30' \text{N}$, $21^\circ 30' \text{W}$, also bei der Position N1, das geostrophische Profil mit den damals vorliegenden direkt gemessenen mittleren Strömungswerten aus eineinhalb-jährigen Zeitreihen ver-

glichen. Das Ergebnis war wegen der Kürze der Zeitreihen und der als Fehlergrenzen genommenen hohen Standardabweichungen unbefriedigend. In Abbildung (3.3) wird der Vergleich mit nunmehr fünfeinhalbjährigen Zeitreihen und den im vorigen Abschnitt erläuterten verbesserten Fehlerangaben wiederholt. Die mit den direkten Messungen bestimmten Niveaus minimaler horizontaler Geschwindigkeit liegen bei ca. 1300 m und passen sehr gut zu der von Stramma (1984a) und Klein (1986) mit Hilfe der Methode von Fiadeiro und Veronis (1982) bestimmten Referenzfläche. Innerhalb der Fehlergrenzen ist das Profil der direkt gemessenen zonalen Komponente identisch mit dem aus der geostrophischen Scherung berechneten, zeigt jedoch zwischen 760 m und 250 m Tiefe durchweg etwas höhere Werte. In der Nordkomponente ist die Scherung in der direkten Messung im Vergleich zur indirekten sogar signifikant stärker. Die starke horizontale Glättung in Strmmas Analyse führt vermutlich dazu, daß das geostrophische Scherungsprofil über die Azorenfront hinweg abgeschwächt wird, während die Verankerungsdaten in unmittelbarer Nähe dieser Front gewonnen wurden (Käse und Siedler, 1982; Siedler et al., 1985; Käse et al., 1986).

Die Stromprofile können benutzt werden, um Transporte zwischen der Oberfläche und dem Bezugsniveau $z_0 = 1300$ m zu berechnen. Mit 100 km als Skala für die Breite der Front (s. Käse und Siedler, 1982) ergibt sich aus den direkten Messungen $T_D = 2.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ in 149° , für den baroklin geostrophischen Transport in dem 3×3 -Grad-Feld $T_G = 2.1 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ in 143° . Die Übereinstimmung vor allem in der Transportrichtung ist bemerkenswert; der Betrag ist natürlich durch die Wahl der Skala der Front bestimmt. Im gleichen 3×3 -Grad-Feld ist der Sverdrup-Transport nach Süden gerichtet und beträgt etwa $3 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (Isemer und Hasse, 1987, nach Daten von Bunker, 1976). Der Unterschied vor allem in der Richtung ist bemerkenswert und deutet an, daß im Gegensatz zur früheren Auffassung von Leetmaa et al. (1977) auch im östlichen Nordatlantik regionale Besonderheiten wie die Azorenfront als nördliche Begrenzung des Subtropenwirbels oder andere Zirkulationsschemen, z.B. konvektiv getriebene meridionale Zellen (Wunsch und Roemmich, 1985), die Sverdrup-Balance zumindest maskieren. Der nach Westen gerichtete Ekman-Transport ist klein (ca. $0.45 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, Stramma und Isemer, 1986) und kann bei dieser Betrachtung vernachlässigt werden.

Wie sieht nun die horizontale Verteilung des direkt gemessenen Strömungsfeldes im Vergleich zum geostrophisch baroklinen Feld aus?

In Abbildung (3.4) sind die baroklinen Strömungen in 200 m Tiefe nach Stramma (1984a) und die mittleren Strömungen in diesem Niveau aus direkten Messungen mit mehr als 200 d Registrierdauer dargestellt. Lediglich auf Position N11, wo die Mittelwerte offensichtlich noch nicht stabil sind (vergl. Abb. 3.1b), gibt es keine Übereinstimmung in der Strömungsrichtung; Überall liegen jedoch die Beträge der direkten Messungen über denjenigen der indirekten Methode. Ein Vergleich von Transportrechnungen bietet sich auf 28°N zwischen den Kanarischen Inseln (Position X) und $26^{\circ}30'\text{W}$ (Position R) an. Stramma (1984b) ermittelt zwischen der Oberfläche und 200 m Tiefe einen geostrophisch baroklinen Transport von $2 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, der nach SSW gerichtet ist. Sieht man die Strömungsmessungen in 175 m bis 275 m auf Position R bis X als repräsentativ für diese Schicht an, so erhält man einen Transport von $3.3 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, nach 217° gerichtet. Dabei wurden die verwendeten Mittelwerte mit der Länge der Meßreihe gewichtet. Wie auf N1 ist auch hier die Übereinstimmung in der Richtung ausgezeichnet; die höheren Strömungsgeschwindigkeiten liefern jedoch einen etwas größeren Transport. Dabei sollte noch berücksichtigt werden, daß die direkten Messungen im Mittel aus etwas größeren Tiefen als 200 m stammen und deshalb der Transport bis 200 m wahrscheinlich sogar unterschätzt wird. Aus Driftbojen gebildete Ensemblemittel für das Gebiet würden mit ca 6 cm s^{-1} (Krauss und Käse, 1984, deren Abb. 7) bei gleicher Richtung um einen Faktor drei größere Transporte ergeben, d.h. mit dann $9.6 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für die oberen 200 m unrealistisch hoch sein. Hier spielt sicher eine Rolle, daß man nicht weiß, ob und wann die Bojen ihre Segel verlieren und so ihre Bahn nicht mehr die Strömung in der Solltiefe der Segel repräsentiert. Der nach Nordwesten gerichtete und auf ein Band von 1 Grad Breite bezogene Ekman-Transport ist entlang 28°N zwischen den Positionen X und R mit $0.7 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ wiederum klein gegen den geostrophisch balancierten.

Aus diesen Vergleichen kann geschlossen werden, daß ein Referenzniveau von 1300 m für das nördliche Kanarenbecken bei baroklin geostrophischen Berechnungen zu sehr guten Ergebnissen bei der Strömungsrichtung führt, während die Transporte selbst möglicherweise um bis zu ca. 30% Prozent unterschätzt werden.

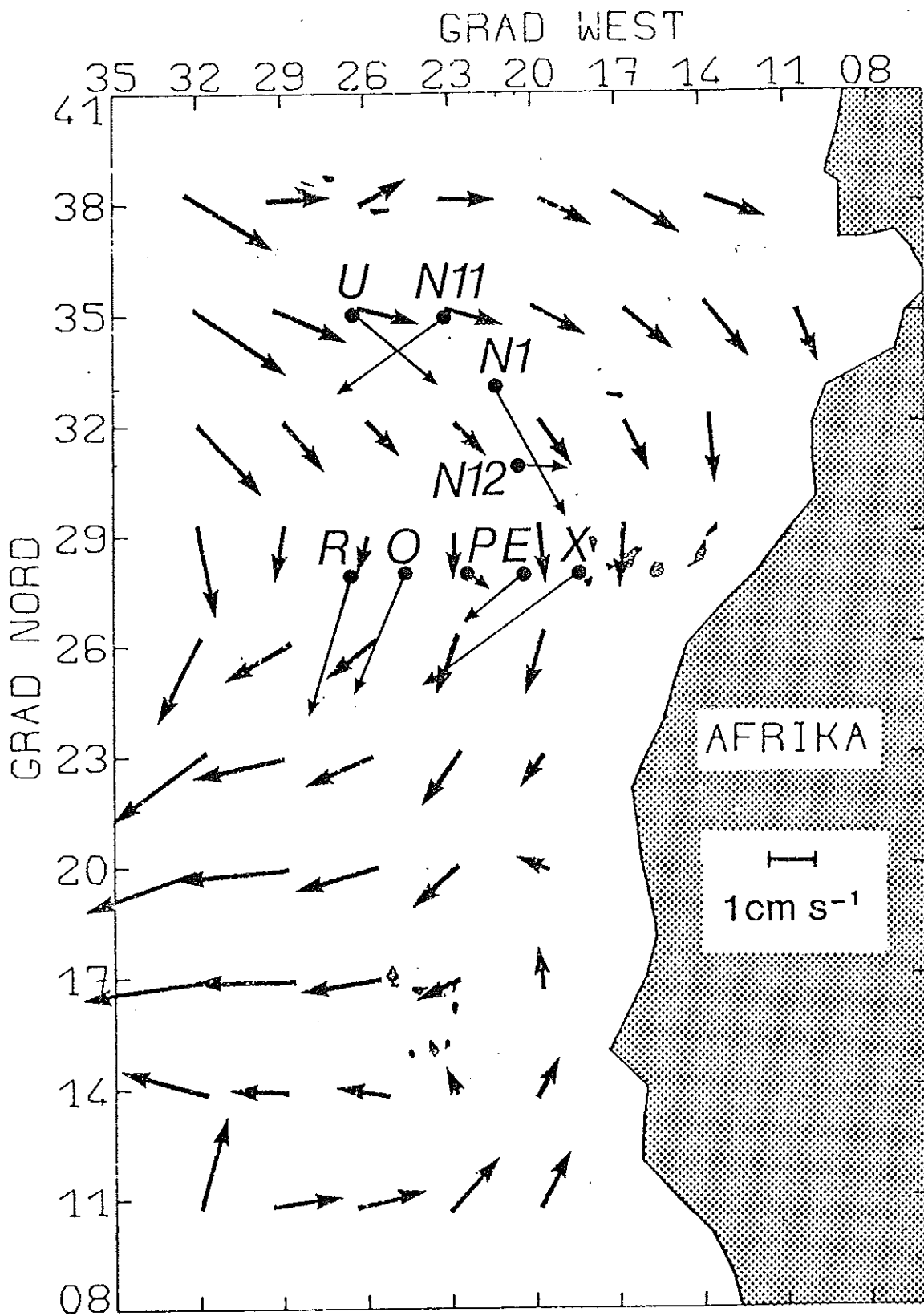


Abb. 3.4: Das barokline Strömungsfeld in 200 m Tiefe nach Stramma (1984a) und Mittelwerte direkter Messungen von mehr als 200 d aus 175 m bis 275 m Tiefe auf Verankerungspositionen.

3.3 Jahreszeitliche Schwankungen

Die Verankerungspositionen liegen in einem Gebiet, in dem die meteorologischen Felder einen Jahresgang aufweisen (s. Isemer und Hasse, 1986, nach Daten von Bunker, 1976). In diesem Abschnitt soll deshalb untersucht werden, ob entsprechende Schwankungen im fluktuativen Anteil der kinetischen Energie und im langperiodischen Anteil der Strömung zu beobachten sind.

Dickson et al. (1982) stellen nach einer Analyse direkter Strömungsmessungen von verschiedenen Positionen des Nordostatlantiks nördlich von 45° N fest, daß der fluktuative Anteil der kinetischen Energie im Periodenbereich von zwei bis vierzig Tagen ein Wintermaximum in den Monaten Januar und Februar und ein sekundäres Maximum im September besitzt, das mit einer Phasenverschiebung von etwa 1 Monat und unter Abschwächung bis in große Tiefen (>4000 m) zu beobachten ist. Aus einer Betrachtung der zugehörigen Skalen und des auf Wetterschiffen beobachteten Windfeldes schließen die Autoren, daß direkte atmosphärische Anregung mit einem ausgeprägten Jahresgang im Windschub in Verbindung mit rauher Topographie die Ursache ist. Es liegt nahe zu untersuchen, ob ähnliches Verhalten auch weiter im Süden auftritt, wo allerdings die atmosphärische Anregung zumindest im Windschub deutlich geringer ist (Dickson et al., 1982, deren Fig. 6). Die Abbildungen 3.5a bis 3.5c zeigen Zeitreihen des Anteils der fluktuativen kinetischen Energie im Periodenbereich von zwei bis 30 Tagen im Bereich der Hauptsprungschicht sowie den zugehörigen barotropen und baroklinen Anteil für Positionen im Iberischen Becken und im nördlichen Kanarenbecken. Zwar gibt es auf einzelnen Positionen deutliche Maxima in einzelnen Jahren während der Monate Dezember bis März, z.B. 1977/78 auf N2, 1981/82 und 1982/83 auf N11 sowie 1983/84 auf N1. Es gibt aber auch Winter, in denen die Schwankungsenergie nicht zunimmt, z.B. im Winter 1978/79 auf N2 und N2.5, 1980/81 und 1984/85 auf N1. In den Wintern 1981/82 und 1982/83 ist auf N1 eine nur sehr schwache bzw. keine Zunahme zu erkennen, während auf der nur 200 km entfernten Position N11 die beiden erwähnten Einzelereignisse auftreten. Ein Jahresgang ist also in der Fluktuationsenergie im Gegensatz zu den von Dickson et al. (1982) untersuchten Positionen weiter im Norden nicht zu erkennen. Ein Grund dafür könnte sein, daß die atmosphärische Anregung z.B. in der Windschubspannung sehr viel geringer ist (vergl. Fig. 6 in Dickson et al., 1982).

Fluktuationsenergie FKE im Band 2 - 30 Tage
15 Tage überlappend

a)

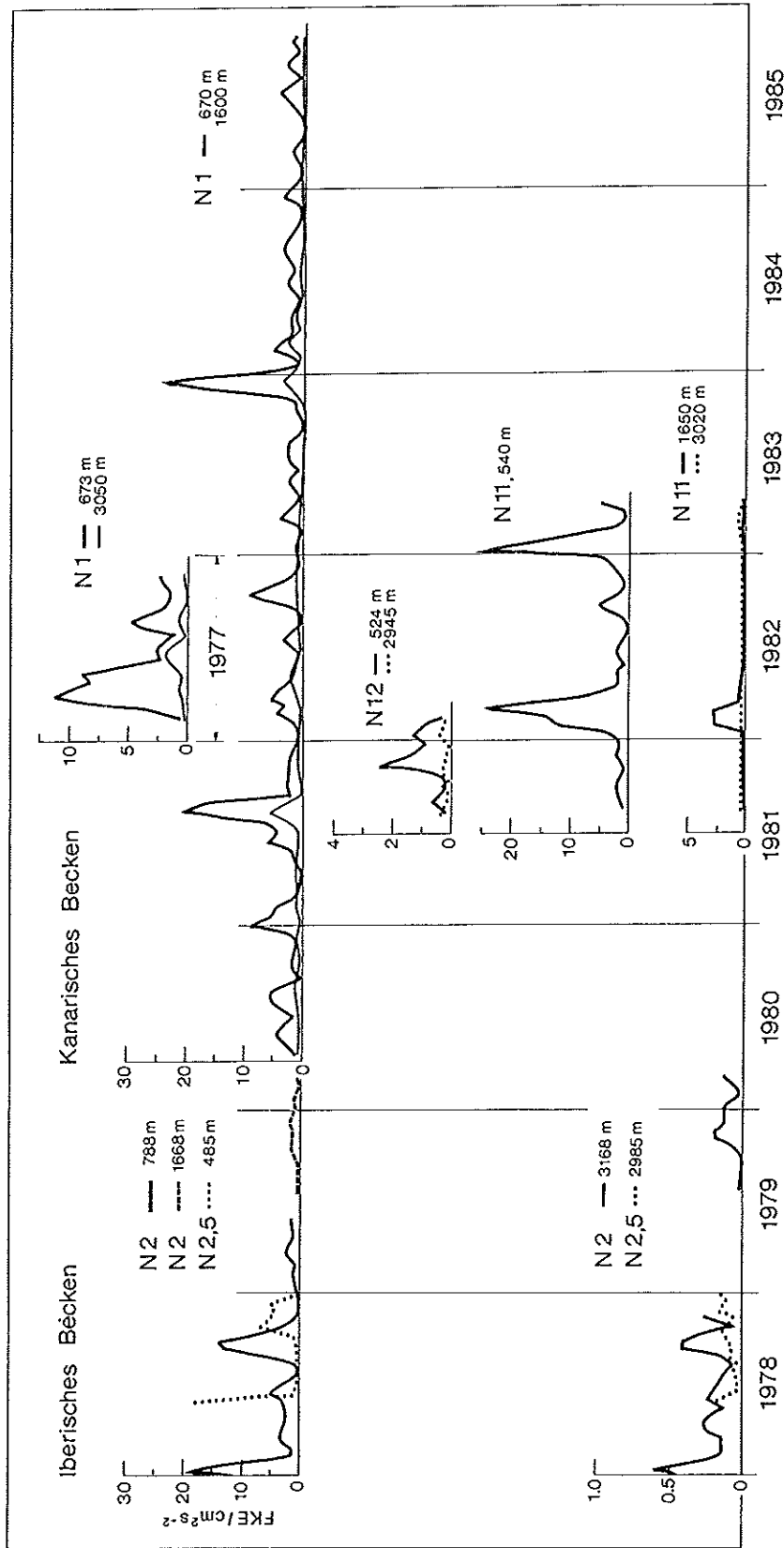


Abb. 3.5: Der fluktuative Anteil der Energie im Periodenband von 2 bis 30 Tagen als Funktion der Zeit auf verschiedenen Positionen im Iberischen und Kanarischen Becken. Position N1 im Jahre 1977 nach Daten von Müller (1981).
(a) in verschiedenen Tiefenniveaus
(b) barotroper Anteil
(c) barokliner Anteil (1. Mode).

Fluktuationsenergie FKE im Band 2-30 Tage

15 Tage überlappend
Barotroper Anteil F_2

b)

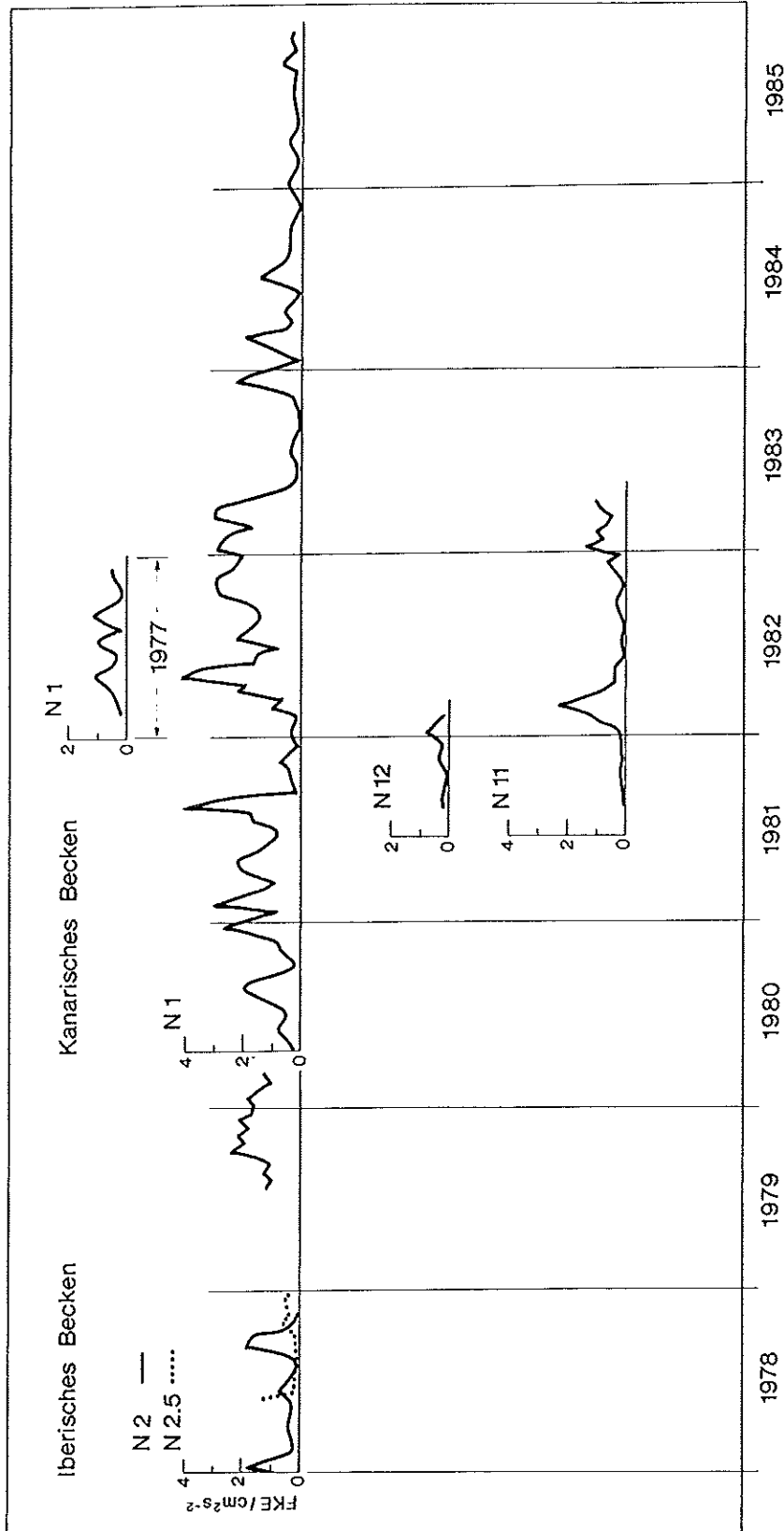


Abb. 3.5: b)

Fluktuationsenergie FKE im Band 2 - 30 Tage

15 Tage überlappend
1. barokline Mode F_1

c)

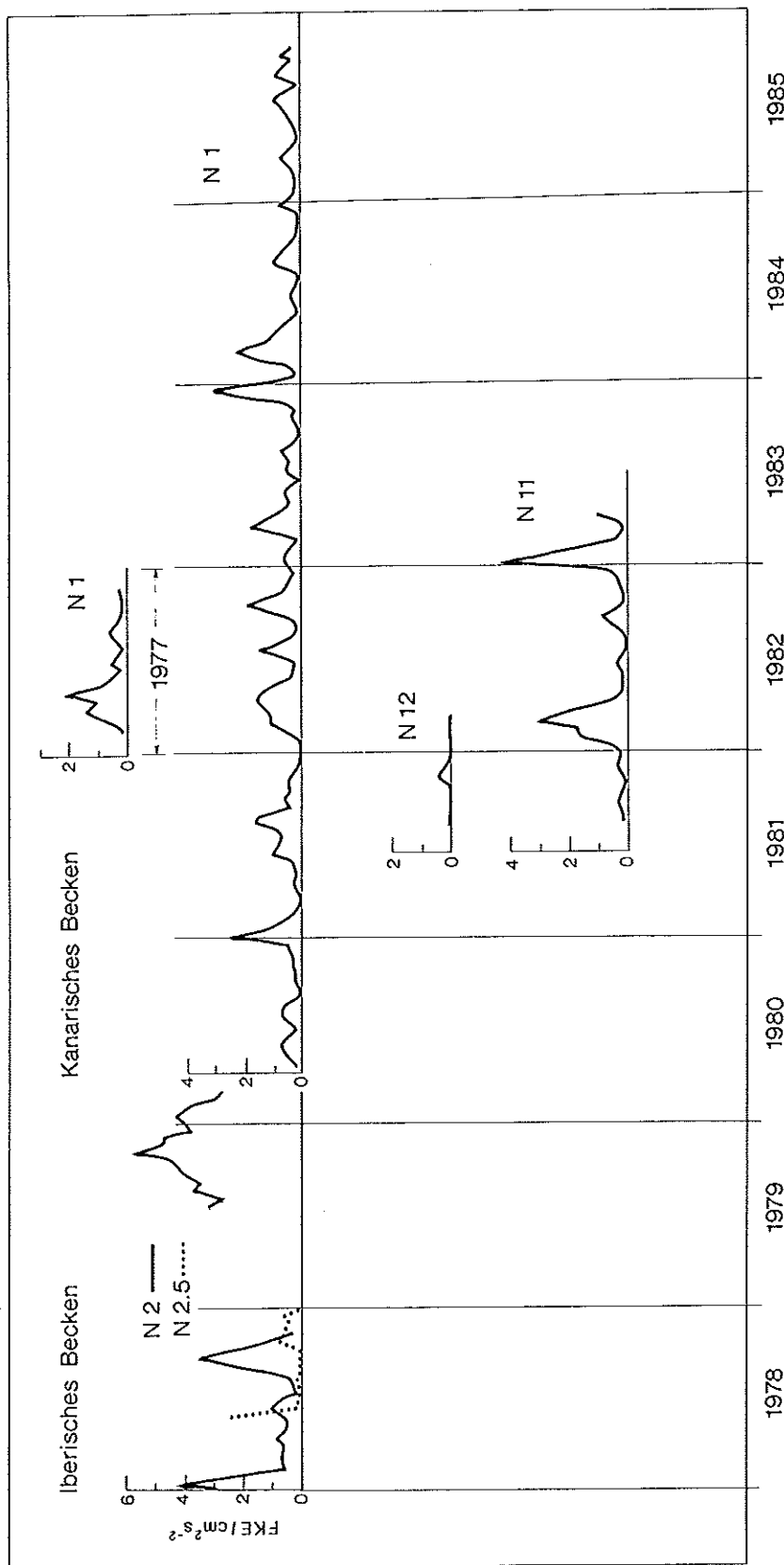


Abb. 3.5: c)

Auf allen Positionen scheinen demnach einzelne Ereignisse mit Energien von bis zu $20 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ im Periodenbereich von zwei bis 30 Tagen ein relativ schwaches Hintergrundrauschen mit ca. $5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ im Bereich der Hauptsprungschicht zu allen Jahreszeiten zu dominieren. Die Einzelereignisse sind zum Teil Überwiegend barotrop, z.B. im August 1981 auf N1 mit mehr als 60% der Energie in der barotropen Mode, zum Teil Überwiegend baroklin, z.B. im Januar 1983 auf N11 mit mehr als 60% der Energie in der ersten baroklinen Mode, oder auch gekoppelt, z.B. Dezember 1983 und Januar 1984 auf N1 (Abb. 3.5 b, c). Auch in der Verteilung der modalen Anteile an den Schwankungen ist kein Jahresgang zu erkennen.

Lediglich die Zeitreihen von Position N1 sind lang genug, um einen eventuell vorhandenen Jahresgang in der Strömung und deren barotropen und baroklinen Anteil zu finden. Abbildung 3.6 zeigt halbjährliche Mittelwerte, jeweils 90 Tage Überlappend, also Schwankungen in einem Periodenbereich, der weniger Energie enthält als der mesoskalige, mit Perioden kleiner als 180 Tage (vergl. Kap. 4). Weder in den interpolierten Daten aus 670 m Tiefe noch im barotropen und baroklinen Anteil der Strömung ist ein Jahresgang zu erkennen, so daß die von Krauss und Wüßler (1982) aus dem Jahresgang des Nordostpassats in einem rechteckigen Becken konstanter Tiefe vorhergesagten erzwungenen Rossby-Wellen mit Jahresperiode in dem vorliegenden Datensatz zumindest jetzt noch nicht nachweisbar sind. Dagegen scheint die zonale Komponente offensichtlich eine sehr langsame Oszillation mit einer Periode von ca. drei bis vier Jahren zu enthalten, in der die barotrope und erste barokline Mode nahezu phasengleich gekoppelt sind. In der meridionalen Komponente, deren Schwankungen von kürzerer Periode sind, ist diese langsame Oszillation nicht zu erkennen, so daß ein einfaches Wellenmodell zur Erklärung ausscheidet. Inwieweit diese Oszillation langjährige Verlagerungen der Azorenfront wieder spielt, kann mit dem vorliegenden Datensatz noch nicht geklärt werden. Immerhin schließt der zweimalige Vorzeichenwechsel in der Ostkomponente diese Möglichkeit nicht völlig aus.

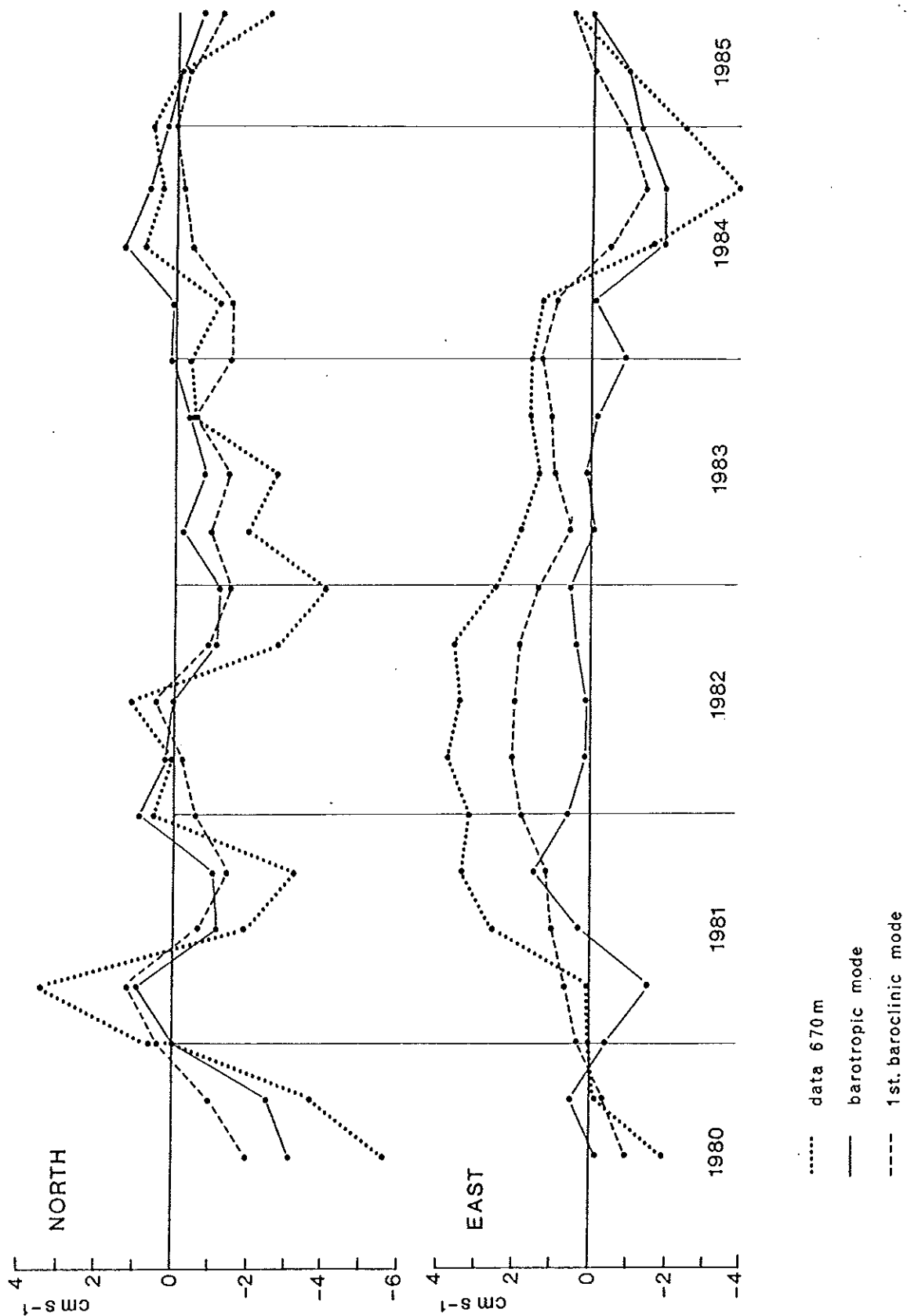


Abb. 3.6: Nord- und Ostkomponente der Strömung in 670 m, der barotropen und der 1. baroklinen Mode auf Position N1, 179-Tage Mittel, 90 Tage überlappend.

4. Spektralanalyse

In diesem Kapitel werden zunächst die spektralen Eigenschaften sowohl der interpolierten Strömungszeitreihen als auch der barotropen und der ersten baroklinen Mode diskutiert und mit Ergebnissen anderer Experimente, vor allem aus dem Nordwestatlantik (MODE, POLYMODE), dem Nordostatlantik (NEADS, TOURBILLON) und der Drake-Straße (FDRAKE, DRAKE) verglichen. Anschließend wird geprüft, inwieweit Form und Amplituden der gemessenen Spektren der barotropen und der ersten baroklinen Mode mit Modellen winderzeugter langsam veränderlicher Schwankungen erklärt werden können.

Die Spektren und die angegebenen Signifikanzgrenzen wurden nach Methoden berechnet, die Jenkins und Watts (1968) in ihrer Monographie angegeben haben.

4.1 Die Verteilung des fluktuativen Anteils der Energie im Frequenzraum

Zu Beginn von Kapitel 2 wurde darauf hingewiesen, daß der Datensatz vermutlich horizontal inkohärent sei. Falls dies zutrifft und die Energiespektren auf einzelnen benachbarten Positionen sich im Niveau und in der Form gleichen, können sie als unabhängige Realisierungen desselben Prozesses aufgefaßt und gemittelt werden, um eine bessere Konfidenz vor allem bei niedrigen Frequenzen zu erhalten. Insbesondere die Spektren aus den relativ kurzen Zeitreihen der Positionen R, P und X ließen sich so mit denen der benachbarten Positionen O und E verknüpfen. In Abbildung 4.1a sind die Kohärenzspektren zwischen den Ost- und Nordkomponenten der beiden benachbarten Stationspaare mit den längsten Zeitreihen in gemeinsamen Zeitintervallen wiedergegeben. Erwartungsgemäß ist die Kohärenz sowohl beim Stationspaar N1-N11 als auch beim Paar E-X in keinem Frequenzband signifikant verschieden von Null, und die einzelnen Energiespektren auf den Positionen R, O, P, E und X (Abb. 4.1b) unterscheiden sich auf dem 95%-Vertrauensniveau für ein einzelnes Spektrum einer kurzen Meßreihe nicht signifikant voneinander. Sie dürfen deshalb zu mittleren Spektren zusammengefaßt werden. Lediglich diese Spektren sowie diejenigen von der Position N11 und besonders von Position N1 bieten genügend Auflösung und Freiheitsgrade, daß der niederfrequente Bereich ($\omega \leq 1/64 \text{ d}^{-1}$) ohne weitere Mittelung über mehrere Frequenzen diskutiert werden kann.

a)

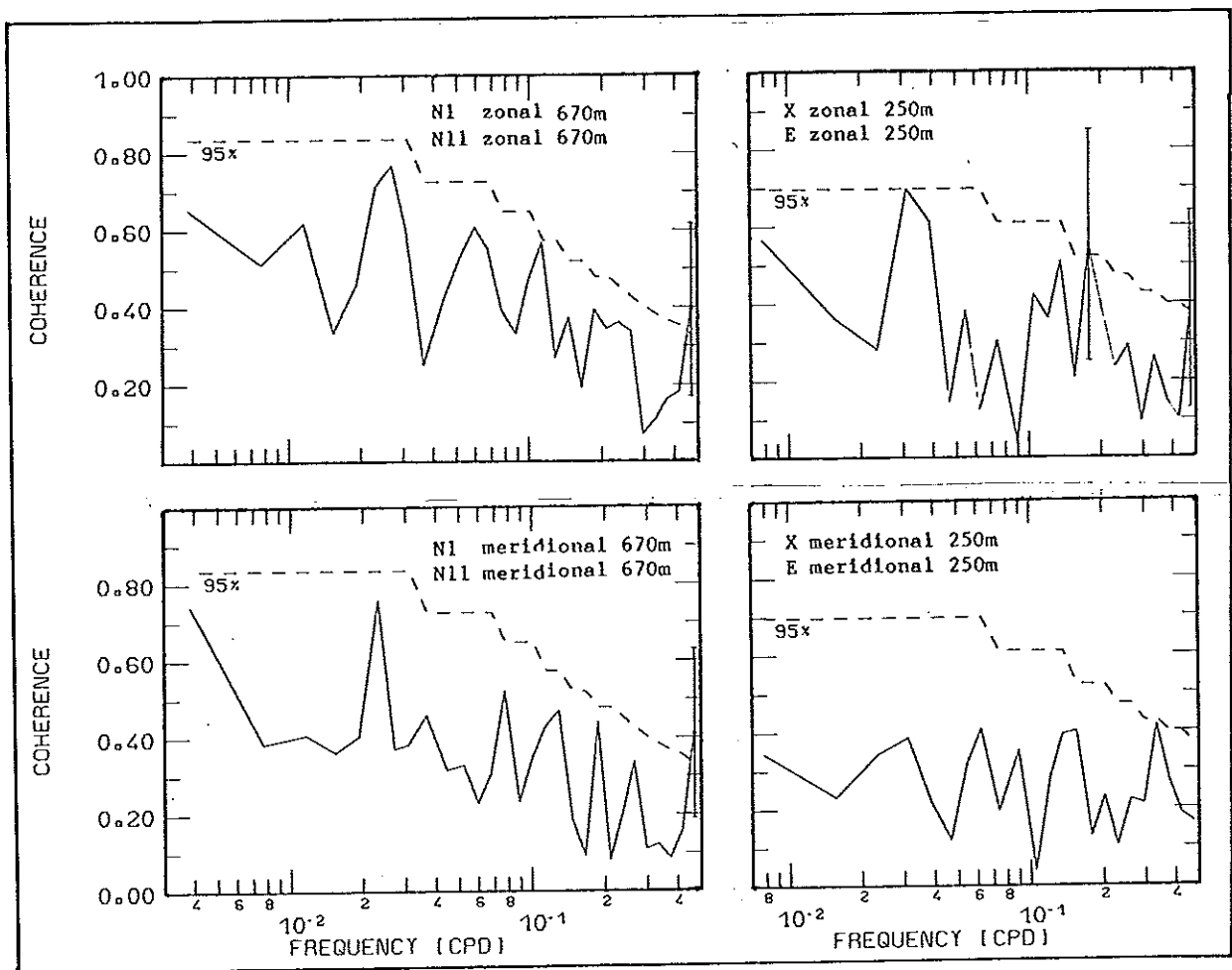


Abb. 4.1: a) Kohärenzspektren der Ost- und Nordkomponenten zwischen den Positionen N1 und N11 (links) und X und E (rechts). Die Tiefen sind angegeben.

b) Energiespektren der Ost- (oben) und Nordkomponenten (unten) der Strömung auf den Positionen R, O, P, E und X mit den Konfidenzgrenzen für das Spektrum der kürzesten Zeitreihe.

b)

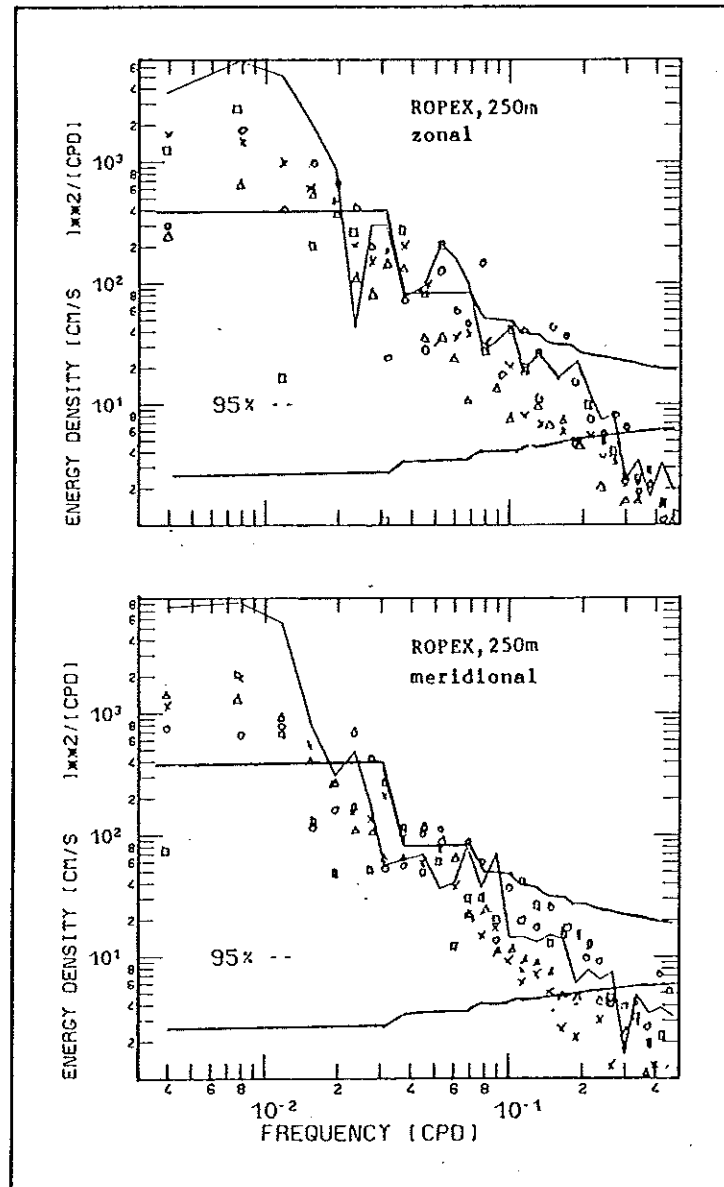


Abb.4.1: b)

In Abschnitt 3.1 ist festgestellt worden, daß der mittlere Wirbelfluß $\overline{u'v'}$ in der oberen Hauptsprungschicht auf keiner Position im Kanarenbecken signifikant verschieden von Null ist. Die Kohärenzspektren (Abb. 4.2) zeigen, daß hiervon auch einzelne Frequenzbänder nicht ausgenommen sind. Die Energiespektren (Abb. 4.3) sind für Perioden von weniger als 100 d isotrop und fallen generell mit der zweiten Potenz der Frequenz (ω^{-2}) ab; geringe Unterschiede in der Steigung sind nicht signifikant, und das Energieniveau ist auf allen Positionen und in beiden Komponenten gleich hoch. Die Form der Spektren unterscheidet sich damit in diesem Frequenzbereich nicht von denen im Nordwestatlantik (Richman et al., 1977; Wunsch, 1983), im äquatorialen Pazifik und in der Drake-Straße (s. Wunsch, 1981).

Größere Perioden als 100 d werden nur noch durch die Zeitreihen auf Position N1 genügend aufgelöst. Wunsch (1981) vermutete nach der Analyse von Strömungsmessungen aus dem MODE- und dem POLYMODE-Experiment, daß bei längeren Perioden als 50 d die in der zonalen Komponente enthaltene Energie diejenige in der meridionalen übertrifft. Dies entspricht freien Rossby-Wellen, die verglichen zur meridionalen Geschwindigkeitskomponente relativ große Amplituden in der zonalen Komponente besitzen müssen, wie man aus der Dispersionsrelation und der Geostrophie leicht folgert. Auf der Position N1 findet man das nicht ganz so: Im Periodenbereich von 100 d bis etwa 200 d ist zunächst mehr Energie in der meridionalen Komponente enthalten als in der zonalen, bevor sie zu noch größeren Perioden hin wieder gleiches Niveau erreichen (die im Abschnitt 3.3. erwähnte sehr niederfrequente Bewegung in der zonalen Komponente wird in den Spektren nicht mehr aufgelöst). Das Maximum im Spektrum der Meridional Komponente der Strömung in 250 m Tiefe auf Position N1 bei etwa 200 d ist fast signifikant; zu niedrigeren Frequenzen hin nimmt die Energie dann schnell ab, während die der zonalen Komponente auf gleichem Niveau bleibt, was eine Folge der in Abschnitt 3.3 diskutierten langperiodischen Bewegung ist.

Von der Position N1 sind in Abbildung 4.3 auch die Energiespektren aus der unteren Hauptsprungschicht (ca. 1600 m) dargestellt. Erwartungsgemäß ist das Energieniveau niedriger, da die erste barokline Mode hier eine geringere Amplitude hat, und die Spektren beginnen, auf Position N1 bereits bei etwa 100 d abzuflachen. Die Spektren aus den anderen Tiefen der Hauptsprungschicht liegen dazwischen und sind nicht gezeichnet.

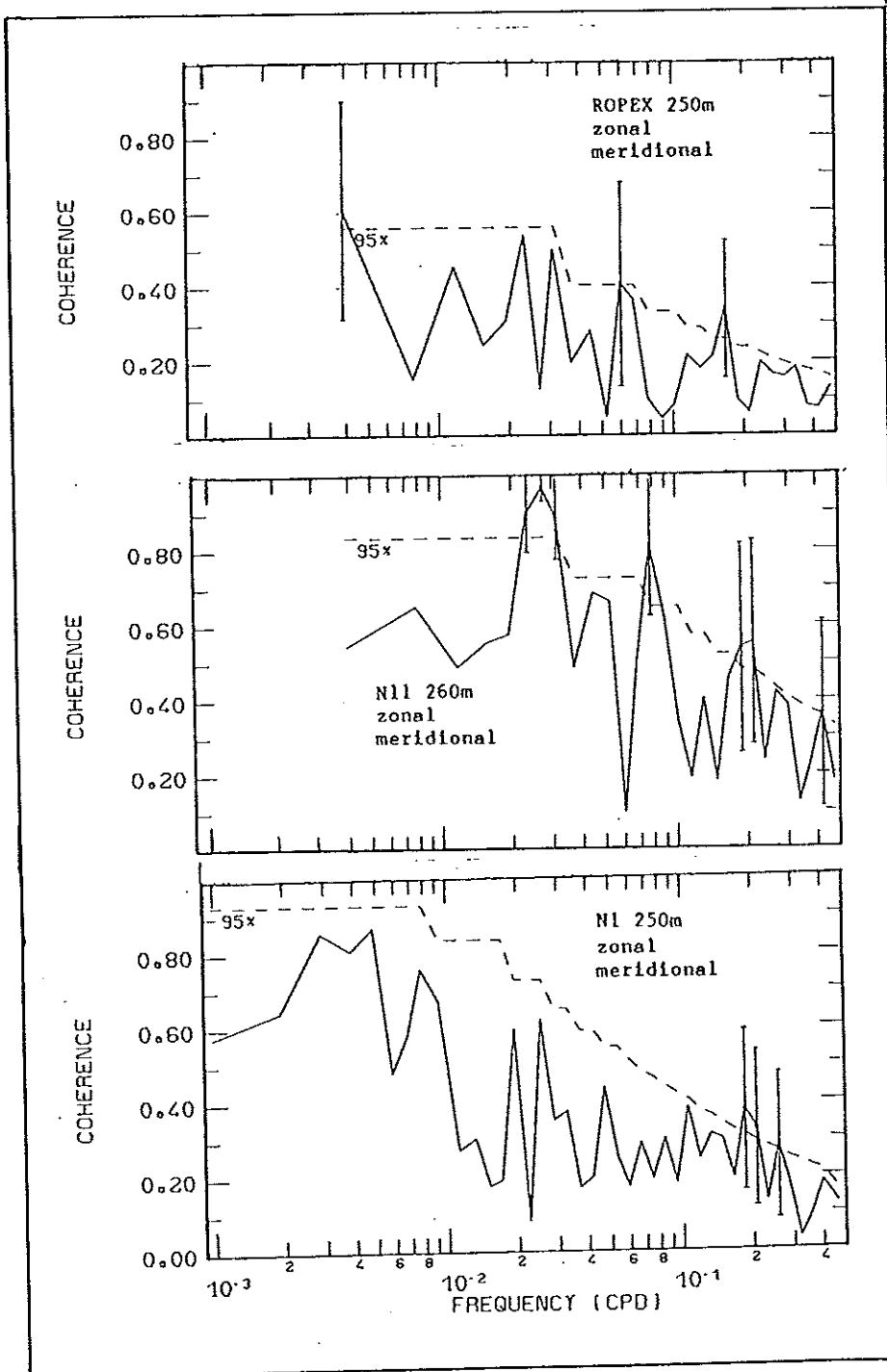


Abb. 4.2: Kohärenzspektren zwischen Ost- und Nordkomponenten der Strömung in 250 m Tiefe, gemittelt auf den Positionen R, O, P, E und X, sowie für die Positionen N1 und N11.

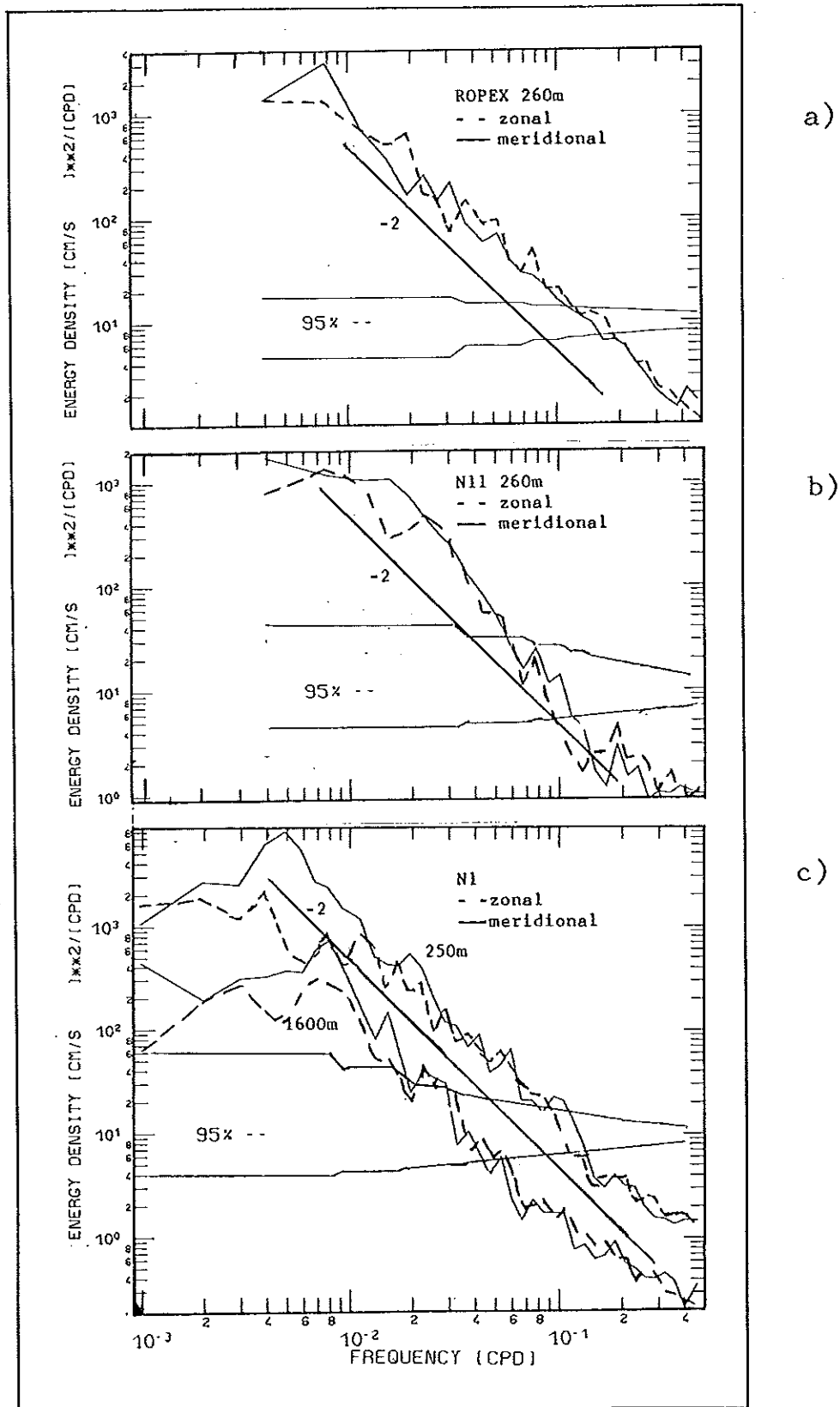


Abb. 4.3: Energiespektren der zonalen (-----) und meridionalen (—) Strömungskomponenten, gemittelt auf den Positionen R, O, P, E und X (a), auf Position N11 (b) und Position N1 (c). Die Tiefen sind angegeben. Die Geraden mit der Steigung ω^{-2} zeigen gleiches Energieniveau an.

Stellt man Spektren der Energiedichte in doppeltlogarithmischem Maßstab dar, so wird der Energieinhalt in einem Band niedriger Frequenzen leicht gegenüber demjenigen in einem gleichbreiten Band bei hohen Frequenzen überschätzt, sofern rote Spektren vorliegen (Wunsch, 1981). Bei der Analyse von Strömungsmessungen wird deshalb die Energieverteilung im Frequenzraum häufig auch mit Hilfe sogenannter energieerhaltender Spektren untersucht, bei denen die Fläche unter der Kurve den Varianzanteil der Meßreihe in dem zugehörigen Frequenzband angibt. Da dabei für niedrige Frequenzen über einige Spektralwerte gemittelt wird, spricht man auch von dekadischen Spektren (Schmitz, 1978). Sie erlauben es, vor allem den Varianzanteil eines Spektrums im niederfrequenten Bereich mit demjenigen in höherfrequenten zu vergleichen und so wegen der Mittelung auch die niedrigsten Frequenzen einzubeziehen und dort die Signifikanz zu verbessern.

Vier Frequenzbänder wurden ausgewählt: die niedrigste und die höchste Grenzfrequenz waren durch die Länge des Überwiegenden Teils der Meßreihen und die Nyquist-Frequenz auf $1/512 \text{ d}^{-1}$ bzw. $1/2 \text{ d}^{-1}$ festgelegt. Die Übrigen wurden in Anlehnung an Schmitz und Hogg (1978) gewählt ($1/46.5 \text{ d}^{-1}$, $1/14.6 \text{ d}^{-1}$ und $1/7.0 \text{ d}^{-1}$), um mit den Untersuchungen für den tiefen Nordostatlantik (Dickson et al., 1985) konsistent zu bleiben. Die Zeitreihen von mehr als 1024 Tagen Länge auf den Positionen N1 und E erlaubten es, ein niederfrequentes Band von $1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$ aufzulösen. Es enthält u.a. alle Schwankungen mit einer Periode von mehr als einem Jahr und soll deshalb als "zwischenjährliche" (engl. "interannual") Band bezeichnet werden (s. Wunsch, 1981). Varianz-erhaltende Spektren sind für jede Position und Tiefe in der Warmwassersphäre einzeln dargestellt (Abb. 4.4 bis 4.8, Tabelle 4.1); die Anteile der kinetischen Energie in den einzelnen Frequenzbändern und das Verhältnis

$$\sum_{i=4}^6 K_2 / \sum_{i=4}^6 K_1 \quad \text{der Energieanteile im Frequenzband 2 (1/512 d}^{-1} \text{ bis 1/46.5 d}^{-1})$$

zu dem aus den Bändern 4 bis 6 ($1/46.5 \text{ d}^{-1}$ bis $1/2 \text{ d}^{-1}$) ist in Tabelle 4.1 angegeben. Ein deutliches Maximum in der Energieverteilung findet man in allen Tiefen und auf allen Positionen mit Ausnahme von N2.5 (Abb. 4.8) sowie U und P (Abb. 4.7) im niederfrequenten Bereich mit Perioden, die länger sind als 46.5 d. Zu den höheren Frequenzen nimmt die Energie schnell ab, was sich

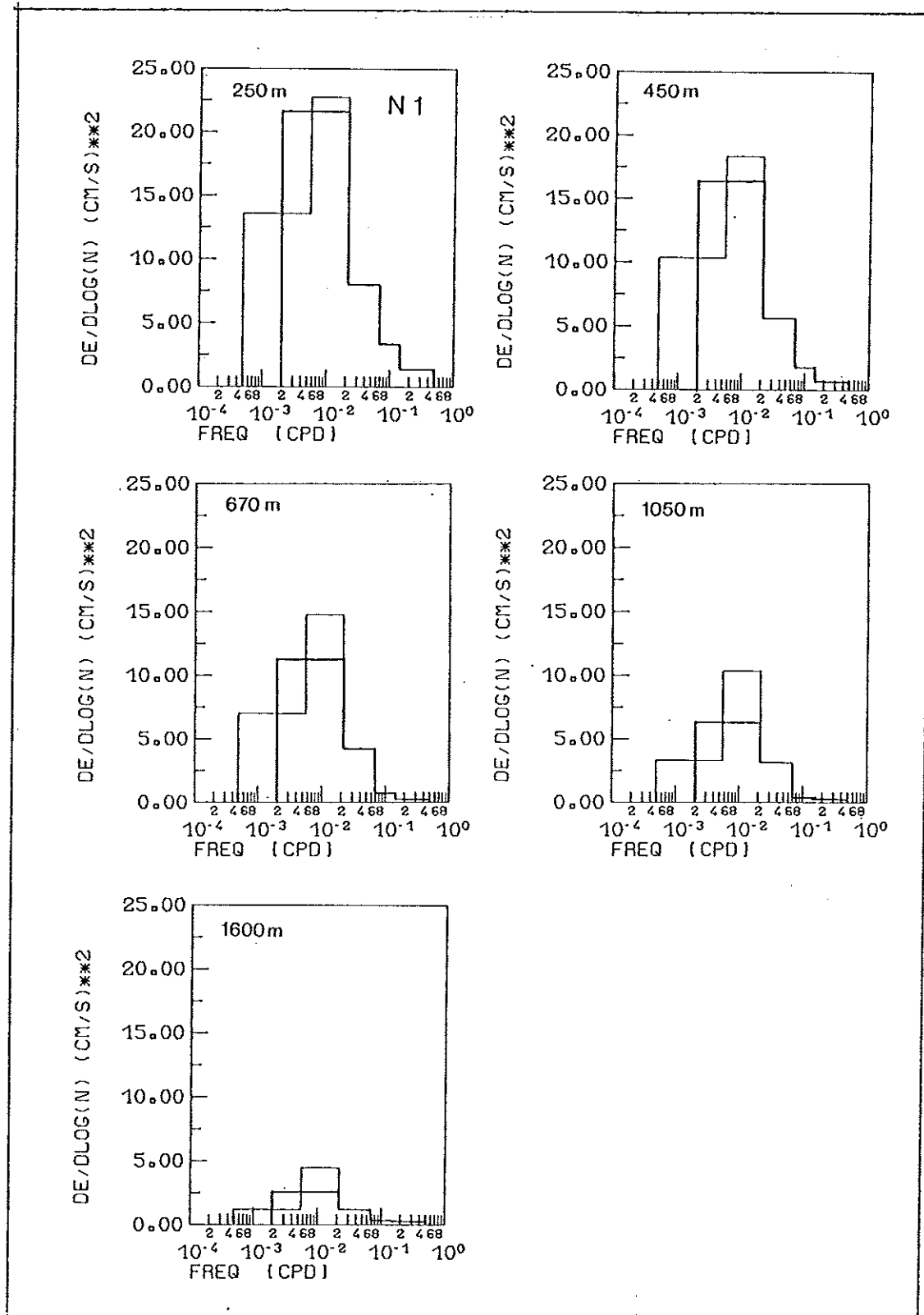


Abb. 4.4: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Position N1. Tiefen sind angegeben. Dünne Linien trennen den Anteil im Frequenzband $1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$ vom rein mesoskaligen Band $1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$.

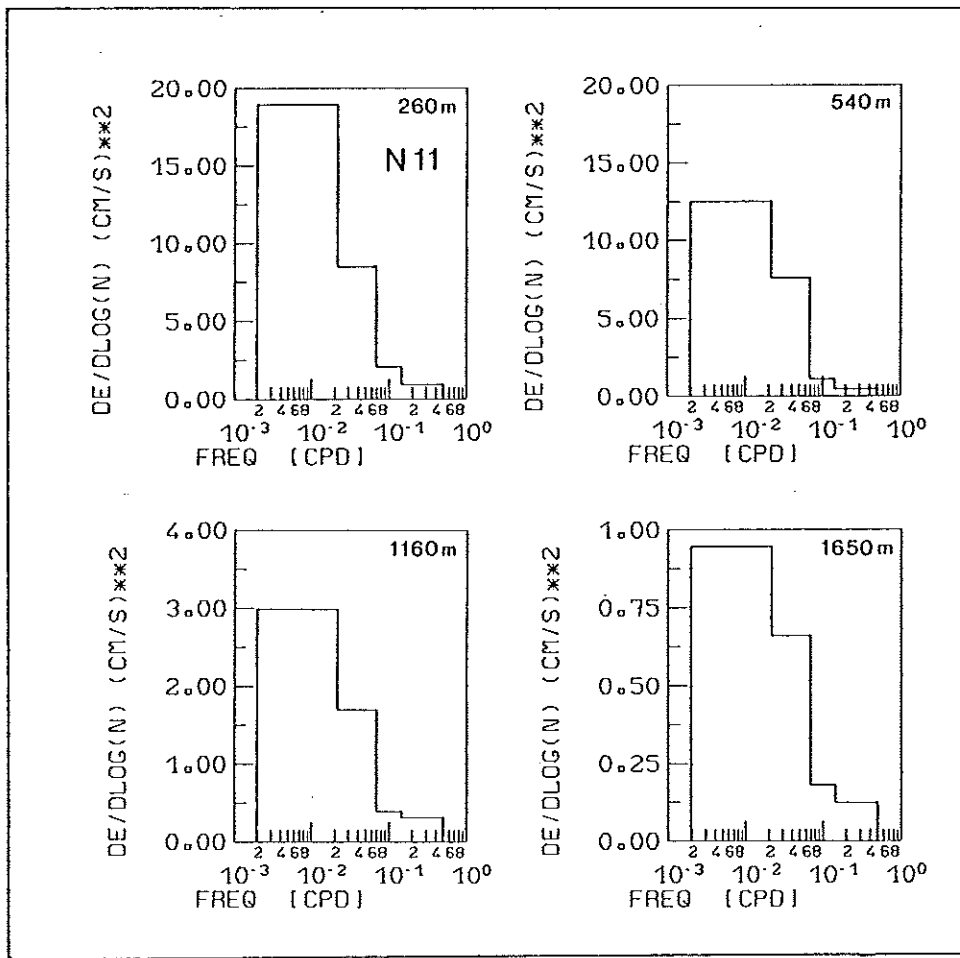


Abb. 4.5: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Position N11. Tiefen sind angegeben.

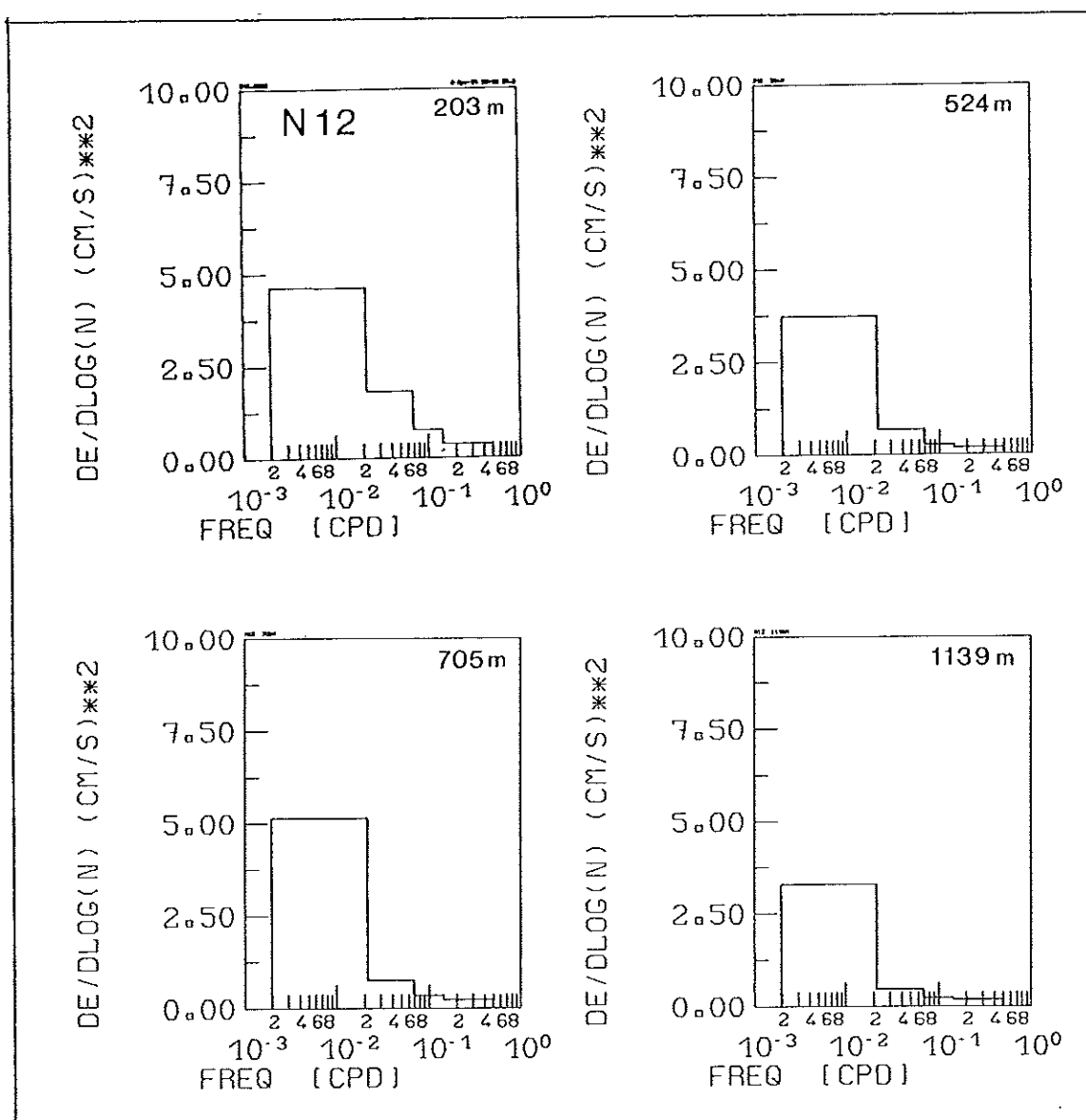


Abb. 4.6: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in in Varianz erhaltender Form auf Position N12. Tiefen sind angegeben.

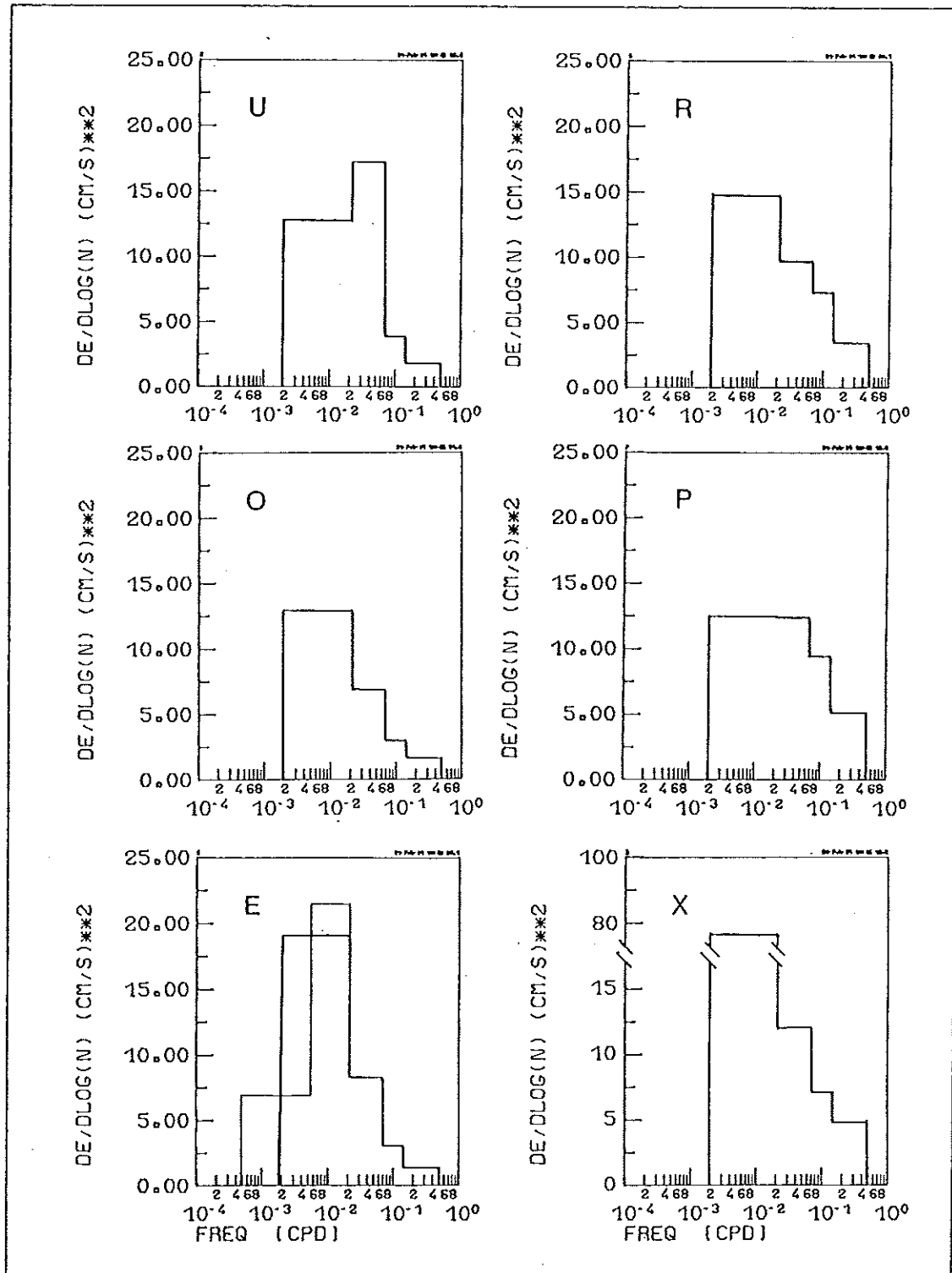


Abb. 4.7: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Positionen U, R, O, P, E und X in Tiefen 175 m bis 275 m. Dünne Linien bei Position E trennen den Anteil im Frequenzband $1/2048 d^{-1}$ bis $1/180 d^{-1}$ vom rein mesoskaligen Band $1/180 d^{-1}$ bis $1/46.5 d^{-1}$.

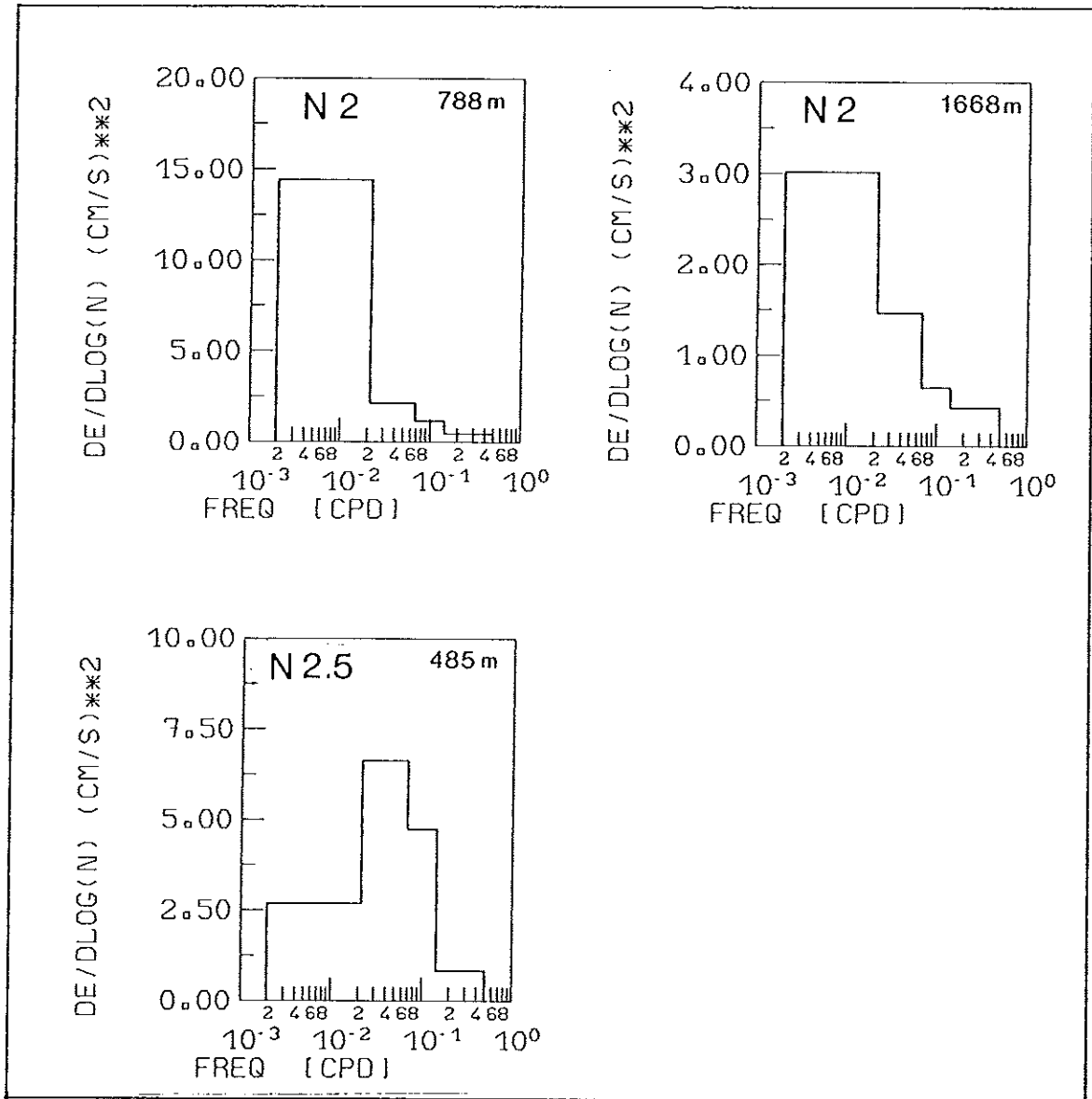


Abb. 4.8: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender form auf Position N2 und N2.5 im Iberischen Becken. Tiefen sind angegeben.

in dem Verhältnis der Energieinhalte der genannten Frequenzbänder zeigt (Tabelle 4.1). Für die statistisch am besten abgesicherten Daten von den Positionen N1, E, O, N11 und N2 liegen die Werte zwischen 2.5 und 7.0. Das zwischenjährliche Frequenzband ($1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$) läßt sich nur auf den Positionen E und N1 auflösen. Im Gegensatz zur MODE-Region im Nordwestatlantik (Schmitz, 1978) fallen die Spektren hier ab. Das zwischenjährliche Frequenzband enthält aber immer noch etwa soviel Energie wie das etwas engere rein mesoskalige Band 3 ($1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$, Tabelle 4.1). Die Spektren aus dem Kanarenbecken gleichen damit in der Energieverteilung eher denjenigen aus dem Nordwestatlantik, die am südlichen Rande des Golfstroms (POLYMODE array II, Schmitz, 1978), in der Golfstromrezirkulation (Local Dynamic Experiment, Owens et al., 1982) sowie in den POLYMODE-Gebieten beiderseits des Mittelatlantischen Rückens und im Nordäquatorialstrom (Cluster A und B bzw. C, Fu et al., 1982) gewonnen wurden. Sie unterscheiden sich in der Form auch nicht von denen, die am Rande der Westwinddrift südöstlich Neuseelands (Bryden und Heath, 1985) und am Äquator im Indischen Ozean gemessen wurden (Luyten, 1982). Innerhalb der Tropen und bis in die Grenzbereiche der Subtropenwirbel hinein, aber in der Nähe von Frontalzonen und rauher Topographie (Charly-Gibbs-Bruchzone, s. Schmitz und Hogg, 1978), scheinen demnach die mesoskaligen Frequenzbänder relativ mehr Energie als das zwischenjährliche Band zu enthalten, während das MODE-Spektrum insofern als bisher einziges repräsentativ für die Variabilität im Zentrum eines großräumigen Zirkulationsgebietes zu sein scheint.

Für den Nordostatlantik wurde bei Tiefen größer als 2000 m vermutet, daß die Zeitskalen mit zunehmender geographischen Breite zwischen 30°N und 55°N abnehmen, die Spektren also bei höheren Frequenzen relativ mehr Energie enthalten (Dickson et al., 1985). Ursache hierfür könnten direkte atmosphärische Anregung und rauhe Bodentopographie sein (Dickson et al., 1982).

Tabelle 4.1: Anteile der kinetischen Energien $K_i/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ in sechs Frequenzbändern. Die Grenzperioden sind angegeben, ebenso das Verhältnis des niederfrequenten Anteils K_2 zum hochfrequenten Anteil,

$$K_2 / \sum_{i=4}^6 K_i. \text{ Das Frequenzband 2 ist in den Bändern 1 und 3 enthalten.}$$

| Position | Tiefe (m) | K_1 | K_2 | K_3 | K_4 | K_5 | K_6 | $K_2 / \sum_{i=4}^6 K_i$ |
|----------------------------|--------------|------------------|------------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|--------------------------|
| | | 2048 d- 180 d | 512 d- 46.5 d | 180 d- 46.5 d | 46.5 d- 14.6 d | 14.6 d- 7.0 d | 7.0 d - 2.0 d | |
| N1 | 250 | 14.4 | 22.5 | 13.3 | 4.0 | 1.1 | 0.8 | 3.8 |
| | 450 | 10.9 | 17.0 | 10.8 | 2.8 | 0.6 | 0.3 | 4.6 |
| | 670 | 7.4 | 11.9 | 8.7 | 2.1 | 0.2 | 0.1 | 5.0 |
| | 1050 | 3.5 | 6.5 | 6.1 | 1.6 | 0.1 | 0.1 | 3.6 |
| | 1600 | 1.3 | 2.7 | 2.6 | 0.6 | 0.1 | 0.2 | 3.0 |
| N11 | 260 | | 18.5 | | 6.2 | 1.1 | 0.5 | 2.4 |
| | 540 | | 11.8 | | 3.8 | 0.4 | 0.3 | 2.6 |
| | 1160 | | 3.1 | | 0.9 | 0.1 | 0.2 | 2.6 |
| | 1650 | | 1.0 | | 0.3 | 0.1 | 0.1 | 2.0 |
| N12 | 270 | | 4.8 | | 0.9 | 0.2 | 0.2 | 4.0 |
| | 524 | | 4.5 | | 0.4 | 0.1 | 0.1 | 7.5 |
| | 705 | | 4.5 | | 0.3 | 0.1 | 0.1 | 9.0 |
| | 1139 | | 3.05 | | 0.2 | 0.1 | 0.1 | 8.8 |
| U R O P E X | 225 | | 13.3 | | 8.7 | 1.2 | 1.0 | 1.2 |
| | 170 | | 15.3 | | 4.9 | 2.3 | 1.8 | 1.7 |
| | 240 | | 13.4 | | 3.5 | 0.9 | 0.9 | 2.5 |
| | 178 | | 13.0 | | 6.2 | 3.0 | 2.8 | 1.1 |
| | 275 | 7.3 | 19.9 | 12.6 | 4.2 | 1.0 | 0.8 | 3.3 |
| | 275 | | 79.2 | | 6.1 | 2.1 | 2.3 | 7.5 |
| N2 | 788 | | 14.6 | | 1.3 | 0.5 | 0.3 | 7.0 |
| | 1668 | | 3.1 | | 0.7 | 0.2 | 0.2 | 2.8 |
| N2.5 | 485 | | 2.8 | | 3.2 | 1.4 | 0.4 | 0.6 |

Wie fällt der entsprechende Vergleich in der Hauptsprungschicht im nördlichen Kanarenbecken und im Iberischen Becken aus? Die Karte in Abbildung 4.9 enthält neben den Küstenlinien und dem generellen Verlauf der 2000 m- und 4000 m-Tiefenlinien, die als Indikatoren für rauhe und ruhige Bodentopographie gelten mögen, auch Spektren der kinetischen Energie in Varianz-erhaltender Form von 28°N bis 47°N und östlich von 30°W . Die Spektren nördlich von 41°N stammen aus den Experimenten NEADS (Gould, 1983, Positionen N3, N4 und N5) und TOURBILLON (Mercier und de Verdière, 1985, Position T0), jeweils aus 600 m Tiefe. Das Spektrum von E steht stellvertretend für die fünf Positionen R, O, P, E und X auf 28°N . Bei allen Spektren wird der Anteil der kinetischen Energie im niederfrequenten Bereich in einem Frequenzband ($1/512\text{ d}^{-1}$ bis $1/90\text{ d}^{-1}$) zusammengefaßt und mit der Gesamtenergie im Bereich $1/512\text{ d}^{-1}$ bis $1/10\text{ d}^{-1}$ verglichen (Tabelle 4.2); in einigen Fällen ist auch ein regionaler gewichteter Mittelwert dieses Anteils angegeben. Zunächst ist festzustellen, daß aus diesem Anteil und der Form der Spektren (Abb. 4.9) keine eindeutigen regionalen Unterschiede abzuleiten sind. So findet man den maximalen und den minimalen Anteil der Energie im niederfrequenten Bereich auf den benachbarten Positionen N2 und N2.5 in der Mitte des betrachteten Gebietes, allerdings einmal bereits deutlich im Bereich des Mittelmeerwassers (N2, 788 m Tiefe), zum anderen zwar im Zentralwasserbereich, aber statistisch deutlich schlechter abgesichert (N2.5, 485 m, 240 d). Läßt man wegen der erwähnten Besonderheiten diese beiden Positionen nun für die weitere Diskussion außer Betracht, so könnte man einen Trend zu höheren Energieanteilen im niederfrequenten Bereich im Süden des Gebietes (Positionen N1 und gemittelt auf 28°N , 60% und höher) und im Osten (Position N3, 78%) erkennen (außer bei Position X), wo in allen Fällen keine größeren topographischen Störungen zu finden sind. Umgekehrt findet man einen niedrigeren Anteil zum Mittelatlantischen Rücken hin (Positionen N11, U, N4) und trotz ebener Bodentopographie auch im Norden (Positionen N5 und T0). Natürlich sind diese Trends in keiner Weise statistisch abgesichert; dafür liegt nicht genügend Datenmaterial vor, besonders aus dem Norden westlich von Position N5 und T0 sowie aus der Mitte des Gebiets um N2 und N2.5. Andererseits widersprechen diese Trends aber auch nicht der Hypothese, daß die niederfrequenten Anteile der kinetischen Energie über ebenem Meeresboden und bei geringerer atmosphärischer Fluktuation relativ zunehmen, regional gesehen also im Süden des Gebiets und östlich des Mittelatlantischen Rückens höher sind als in der Nähe des Rückens und im Norden.

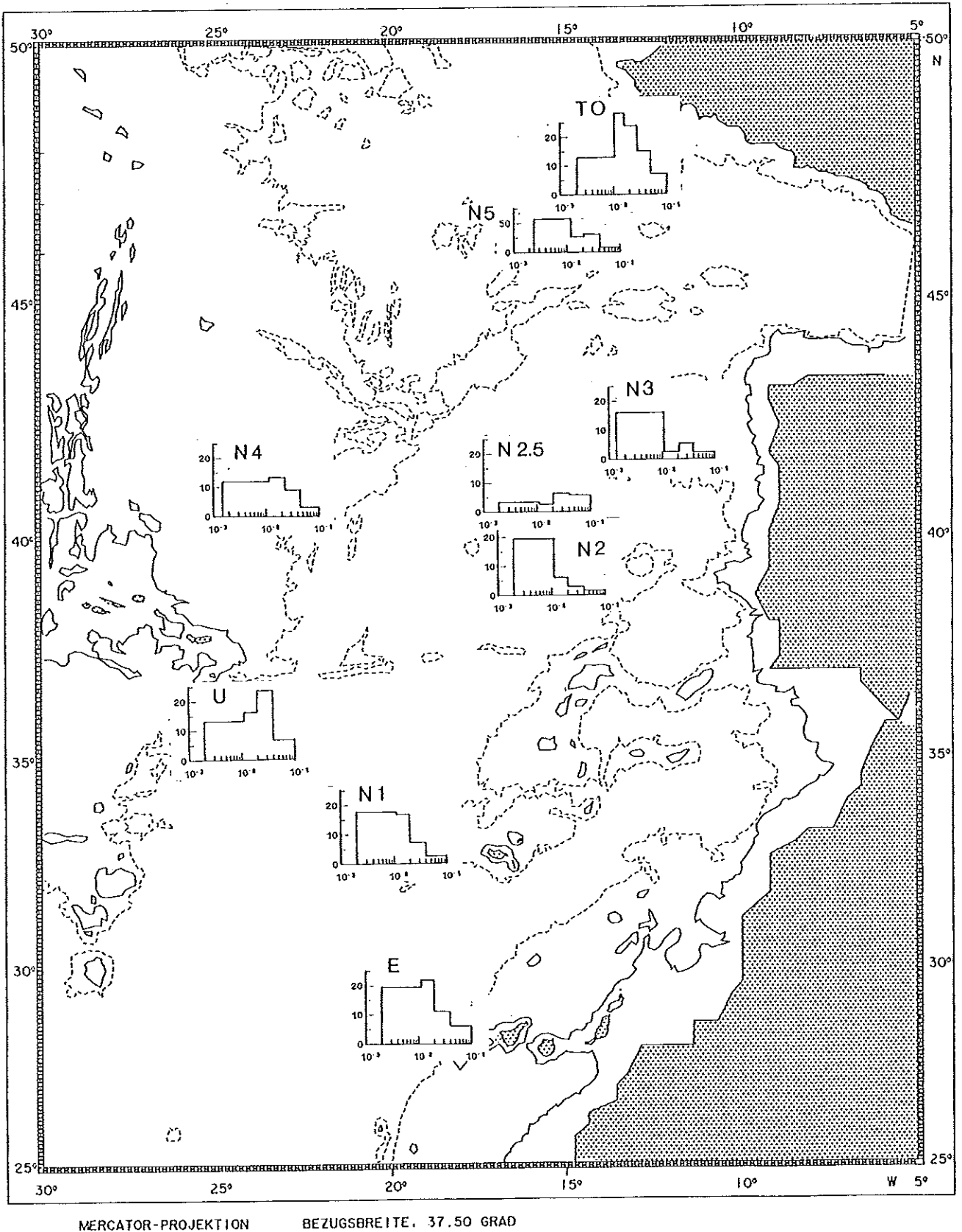


Abb. 4.9: Varianz-erhaltende Spektren der kinetischen Energie an ausgewählten Positionen im Nordostatlantik. Quellen s. Text. Einheiten der Abzissen l/d und der Ordinaten cm^2/s^2 . Die 2000m (—) und die 4000m (---) Tiefenlinien sind eingezeichnet.

Tabelle 4.2: Der Anteil der kinetischen Energie im niederfrequenten Bereich ($1/512 \text{ d}^{-1}$ bis $1/90 \text{ d}^{-1}$) im Verhältnis zur Gesamtenergie im Frequenzband $1/512 \text{ d}^{-1}$ bis $1/10 \text{ d}^{-1}$ (Spalte 1) und regionale gewichtete Mittel davon (Spalte 2). Spektren für Positionen N3, N4 und N5 nach Gould (1983), für Position T0 nach Mercier und de Verdière (1985).

| Position | Breite N | Länge W | Tiefe | Länge d | 1 | 2 |
|----------|-----------------|-----------------|-------|---------|------|------|
| R | 28° | $26^{\circ}30'$ | 170 | 256 | 0.67 | 0.61 |
| O | | bis | bis | 640 | 0.50 | |
| P | | | | 256 | 0.39 | |
| E | | | | 1024 | 0.68 | |
| X | | $18^{\circ}20'$ | 275 | 384 | 0.68 | |
| N1 | 33° | 22° | 450 | 2048 | 0.65 | |
| N11 | 35° | 23° | 540 | 630 | 0.48 | 0.46 |
| U | 35° | $26^{\circ}30'$ | 225 | 256 | 0.42 | |
| N2 | 38° | 17° | 788 | 512 | 0.83 | |
| N2.5 | $40^{\circ}31'$ | $17^{\circ}19'$ | 485 | 240 | 0.20 | |
| N4 | 41° | 25° | 600 | 390 | 0.53 | |
| N3 | 42° | 14° | 600 | 390 | 0.78 | |
| N5 | 46° | 17° | 600 | 225 | 0.52 | 0.43 |
| T0 | 47° | 15° | 600 | | 0.34 | |

4.2 Frequenzspektren der Rossby-Moden

In Kapitel 2 ist gezeigt worden, daß die Zerlegung der Strömungsmessungen in Rossby-Moden niedriger Ordnung möglich ist, und daß diese Zerlegung nicht den statistischen Eigenschaften der Registrierungen widerspricht, wie sie sich aus der Analyse nach den Empirischen Orthogonalfunktionen ergeben. Emery und Magaard (1976) haben Temperaturfluktuationen aus dem Nordpazifik nach baroklinen Rossby-Moden zerlegt und als stochastisches Feld linearer Rossby-Wellen interpretiert, also der zunächst rein formalen Zerlegung ein dynamisches Modell unterlegt. Unabhängig von ihrer dynamischen Bedeutung, die ja in jedem Fall einer linearen Theorie genügen muß, bilden die Rossby-Moden aber zumindest ein vollständiges Funktionensystem. Sie können deshalb z.B. in numerischen Modellen benutzt werden, um die Vertikalabhängigkeit der berechneten Felder darzustellen, und sind darin Zwei- oder Mehrschichtenmodellen überlegen, da sie sich leichter mit Daten kalibrieren lassen als diese, die ja nur integrale Größen für jede Schicht liefern (Flierl, 1978). Daher werden zunächst die Spektren der gemessenen Fluktuationen der Rossby-Moden diskutiert, bevor sie mit den Spektren aus windgetriebenen Modellrechnungen verglichen werden.

Die Spektren der barotropen und der ersten baroklinen Mode auf den Positionen N1 (Abb. 4.10) und N11 (Abb. 4.11) sind wie die der Strömung rot, isotrop in beiden Komponenten für Perioden kleiner als 100 d, liegen auf beiden Positionen auf gleichem Energieniveau und fallen wie die Strömungsspektren generell mit der zweiten Potenz der Frequenz ab, auf Position N11 in beiden Moden und Komponenten etwas stärker, auf N1 in beiden Komponenten der barotropen Mode etwas schwächer.

Auf N1 ist das Maximum in der meridonalen Komponente der Strömung in 250 m Tiefe (s. Abb. 4.4) bei 200 d baroklin bestimmt, während die Verschiebung des Maximums mit zunehmender Tiefe zu höheren Frequenzen dem relativ zunehmenden barotropen Einfluß zuzuschreiben ist. Bei beiden Moden enthält die meridionale Komponente im mesoskaligen Frequenzband von $1/200 \text{ d}^{-1}$ bis $1/50 \text{ d}^{-1}$ mehr als die zonale.

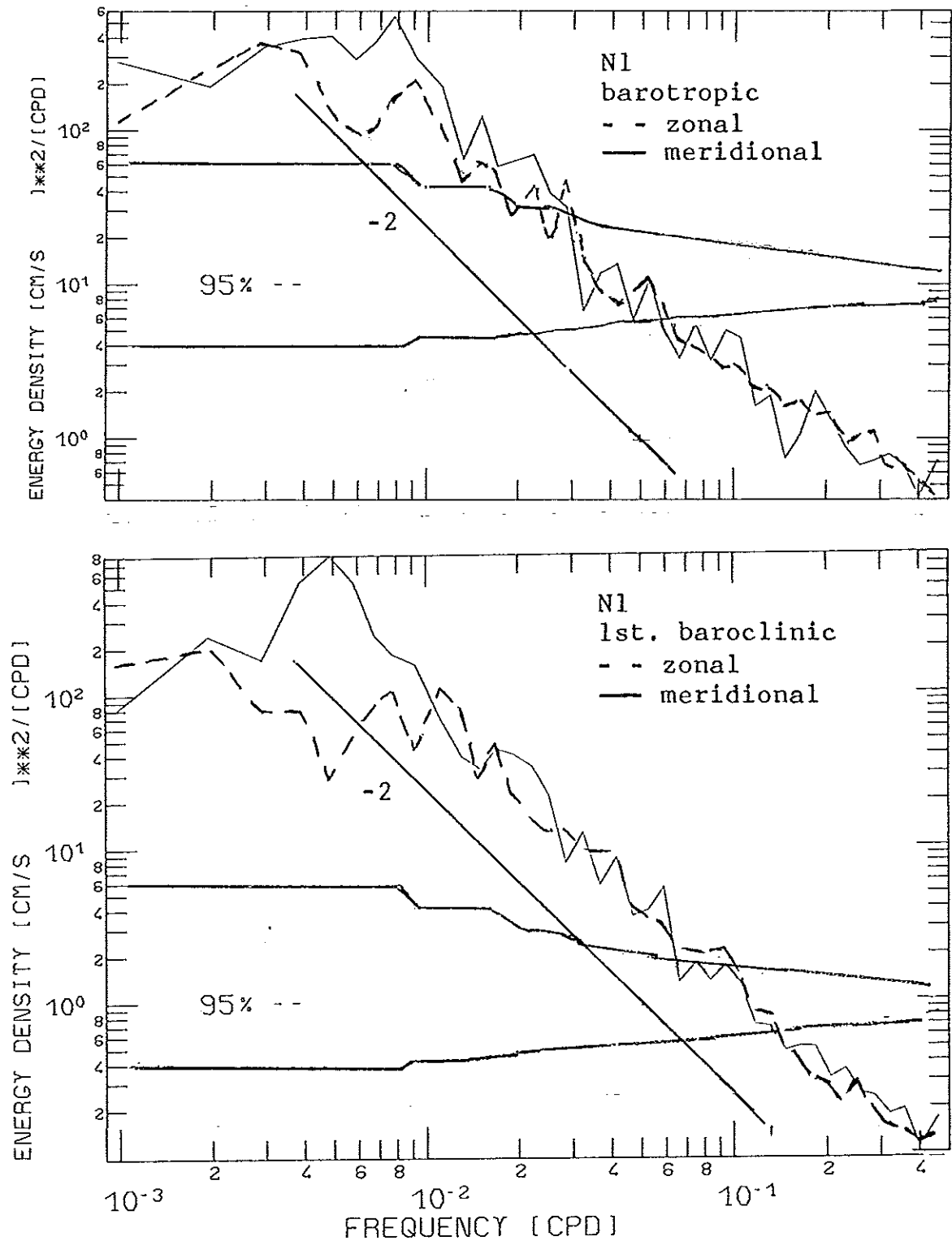


Abb. 4.10: Spektren des barotropen (oben) und baroklinen (erste Mode, unten) Anteils in der zonalen (----) und in der meridionalen (—) Komponente der Strömung auf Position N1. Die Gerade mit der Steigerung ω^{-2} liegt zum besseren Vergleich auf gleichem Niveau.

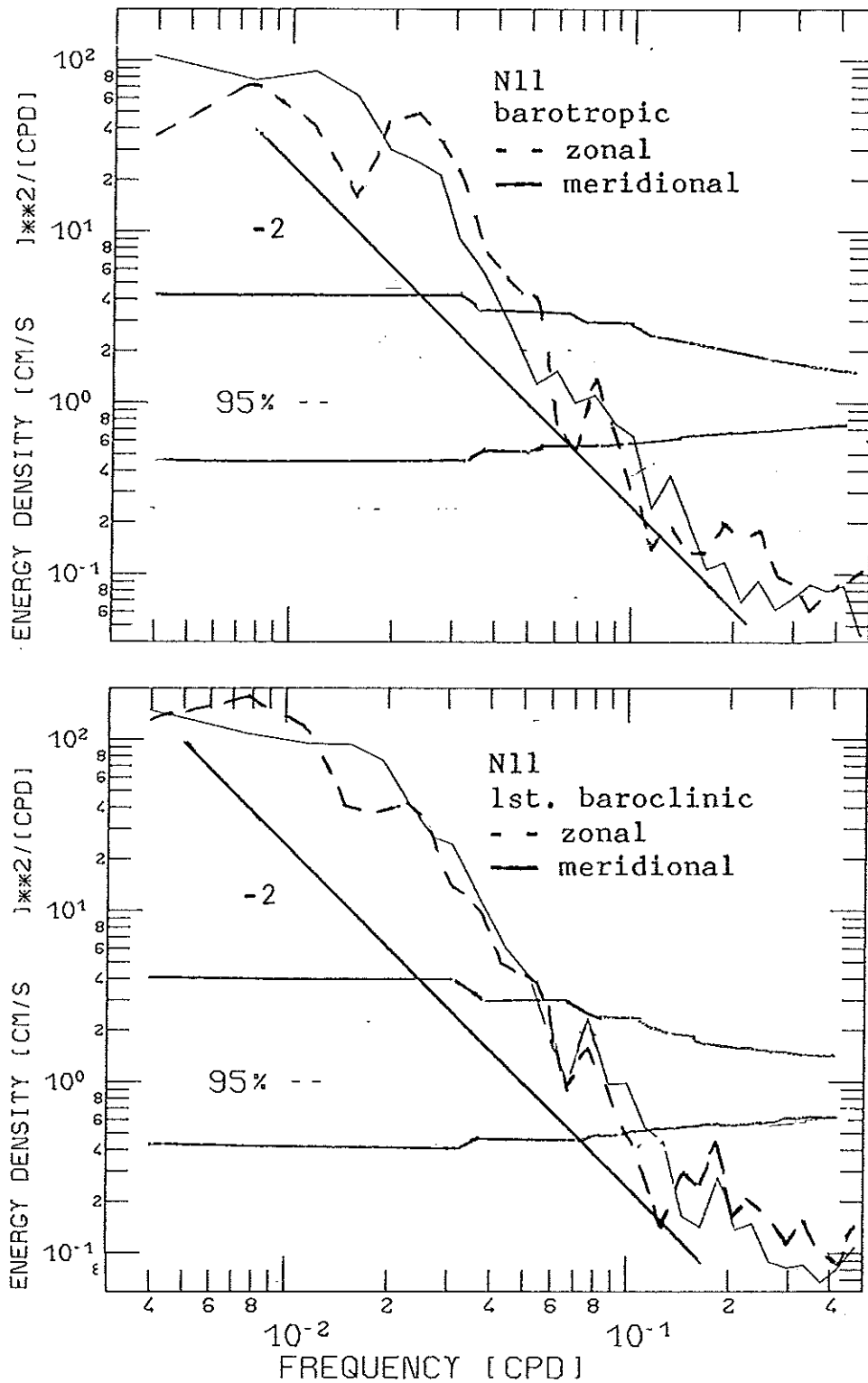


Abb. 4.11: Spektren des barotropen (oben) und baroklinen (erste Mode, unten) Anteils in der zonalen (----) und in der meridionalen (—) Komponente der Strömung auf Position N11. Die Gerade mit der Steigerung ω^{-2} liegt zum besseren Vergleich auf gleichem Niveau.

Die Form der Spektren der Moden unterscheidet sich in der die Varianz erhaltenden Darstellung (Abb. 4.12 bis 4.16, Tab. 4.3) nicht von denen, die aus den Strömungen berechnet wurden. Auf den südlichen Positionen N1, N11, N12 und N2 enthält das mesoskalige Frequenzband 2 ($1/512 \text{ d}^{-1} - 46.5 \text{ d}^{-1}$) immer etwa zwei- bis dreimal so viel Energie wie die höherfrequenten Bänder zusammen, auf der Position N2.5 etwa die Hälfte; dies gilt für beide Moden. Der extrem hohe Wert von 15.0 für das Verhältnis von

$\frac{K_2}{\sum_{i=4}^6 K_i}$ in der barotropen Mode auf Position N12 ist sicher nicht typisch,

sondern lediglich durch relativ starke Barotropie während der relativ kurzen Registrierperiode von 213 d bedingt. Lediglich auf den Positionen N1 und N11 nimmt der Anteil der Energie in der ersten baroklinen Mode zu höheren Frequenzen etwas schneller ab als in der barotropen, wie man es bei freien Rossby-Wellen erwarten würde. Insgesamt ist in allen Frequenzbändern, gerade aber auch in den niederfrequenten, der barotrope Anteil mit mindestens 33% gegenüber dem baroklinen nicht zu vernachlässigen; teilweise ist er sogar größer (auf Position N1 und N11, s. Tab. 4.4).

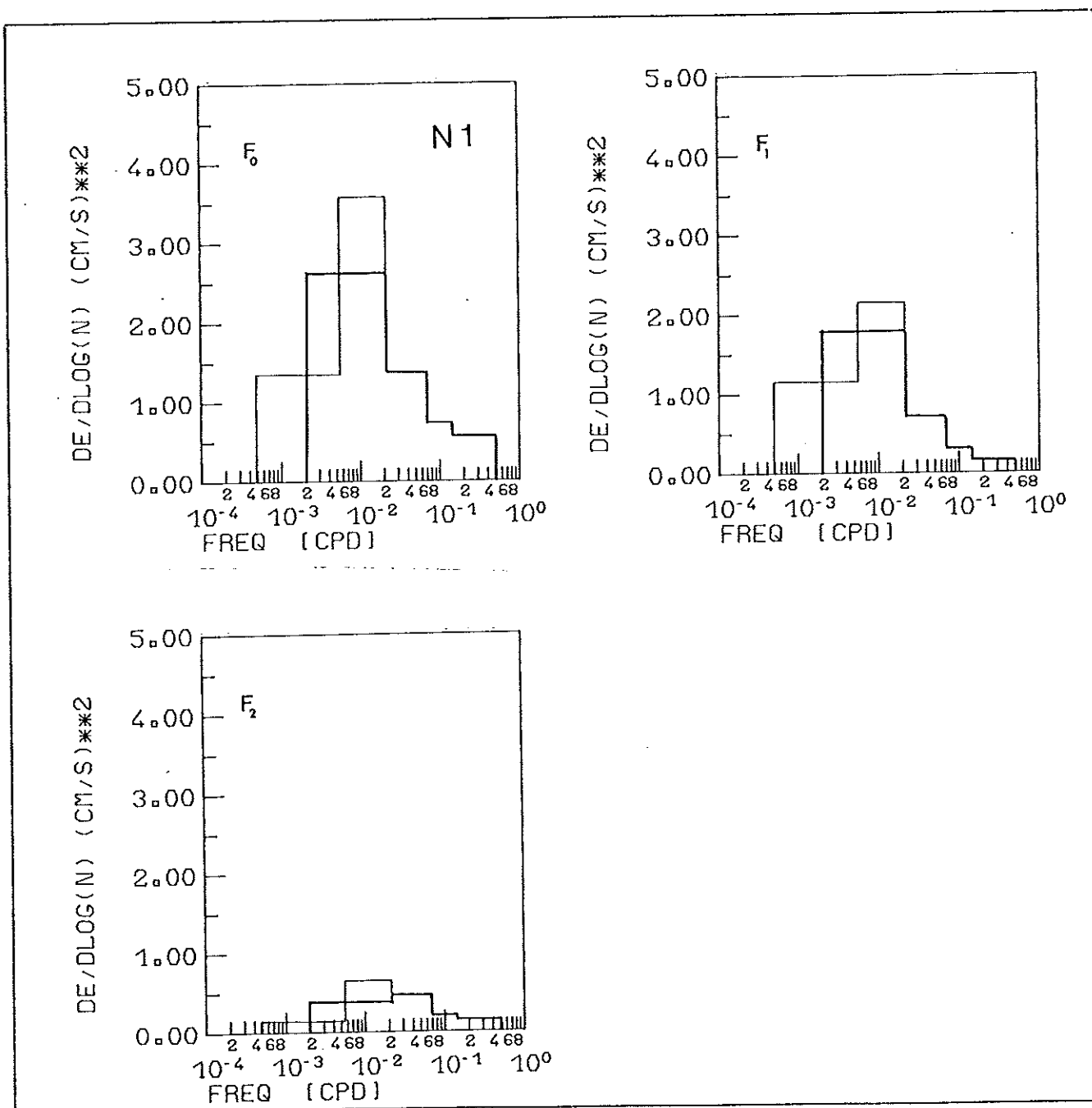


Abb. 4.12: Varianz-erhaltende Spektren der barotropen, ersten baroklinen und zweiten baroklinen Mode auf Position N1. Dünne Linien trennen den Anteil im Frequenzband $1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$ vom rein mesoskaligen Band $1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$.

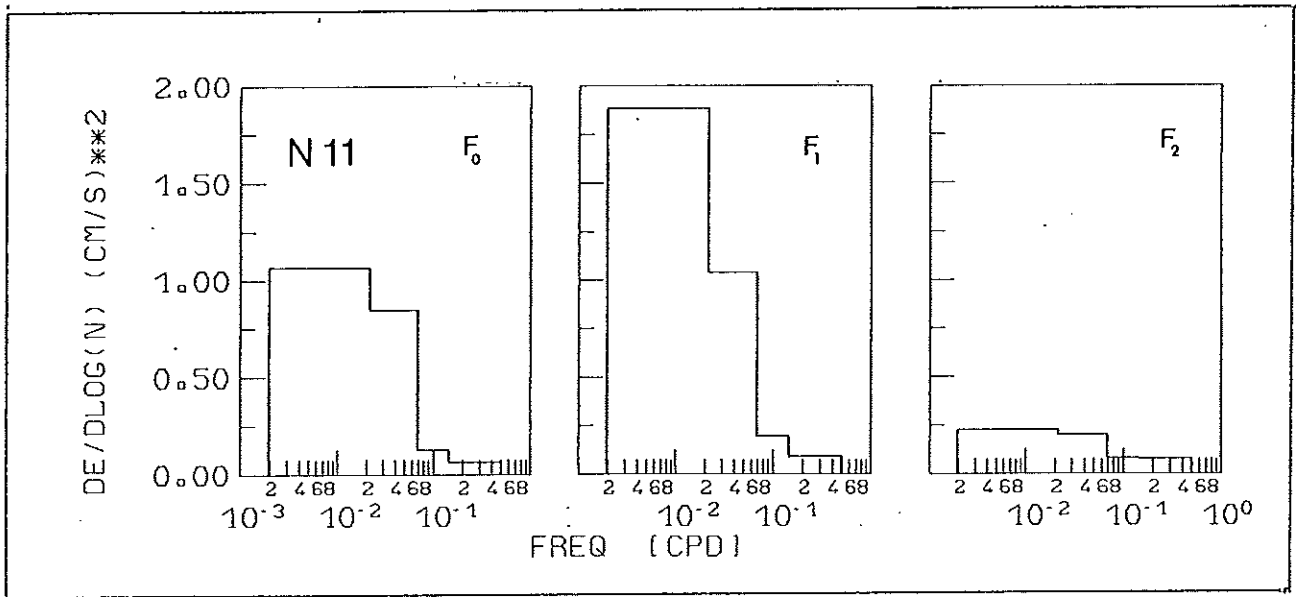


Abb. 4.13: Varianz erhaltende Spektren der barotropen, ersten baroklinen und zweiten baroklinen Mode auf Position N11.

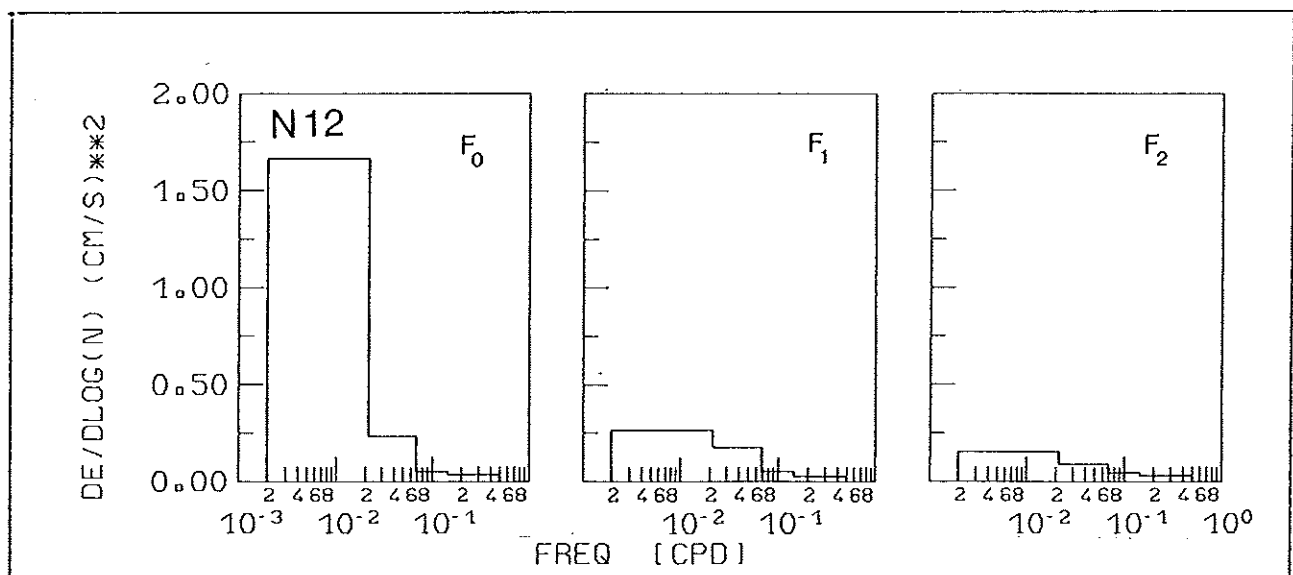


Abb. 4.14: Varianz erhaltende Spektren der barotropen, ersten baroklinen und zweiten baroklinen Mode auf Position N12.

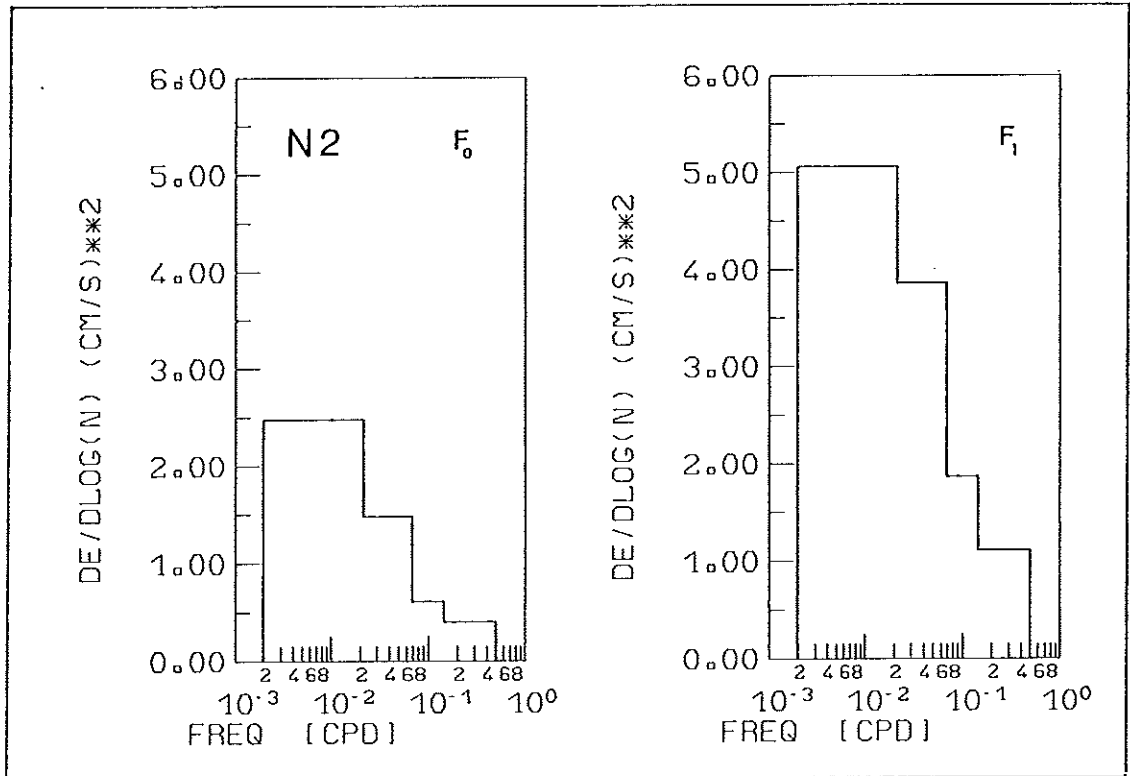


Abb. 4.15: Varianz erhaltende Spektren der barotropen und ersten baroklinen Mode auf Position N2.

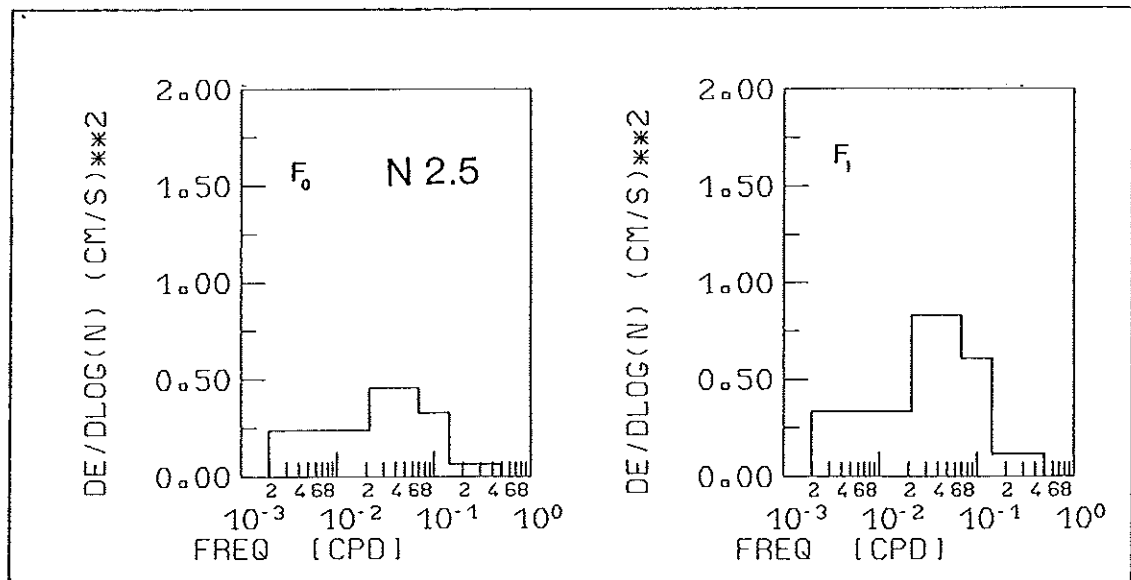


Abb. 4.16: Varianz erhaltende Spektren der barotropen und ersten baroklinen Mode auf Position N2.5.

Tabelle 4.3: Anteile der kinetischen Energien $K_i/\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$ einzelner Moden in Frequenzbändern. Die Grenzperioden sind angegeben, ebenso das Verhältnis des niederfrequenten Anteils K_2 zum hoch-

6
frequenten Anteil, $K_2/\sum_{i=4}^6 K_i$. Das Frequenzband 2 ist in den Bändern 1 und 3 enthalten.

| Position | Mode-Nr. | K_1 | K_2 | K_3 | K_4 | K_5 | K_6 | $K_2/\sum_{i=4}^6 K_i$ |
|----------|----------|------------------|------------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|------------------------|
| | | 2048 d- 180 d | 512 d- 46.5 d | 180 d- 46.5 d | 46.5 d- 14.6 d | 14.6 d- 7.0 d | 7.0 d - 2.0 d | |
| N1 | 0 | 1.4 | 2.8 | 2.1 | 0.7 | 0.2 | 0.3 | 2.3 |
| | 1 | 1.2 | 1.9 | 2.2 | 0.4 | 0.1 | 0.1 | 3.2 |
| | 2 | 0.2 | 0.4 | 0.4 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 1.3 |
| N11 | 0 | | 1.1 | | 0.4 | 0.0 | 0.0 | 2.2 |
| | 1 | | 2.0 | | 0.5 | 0.1 | 0.0 | 3.3 |
| | 2 | | 0.2 | | 0.1 | 0.0 | 0.0 | 2.0 |
| N12 | 0 | | 1.7 | | 0.1 | 0.0 | 0.0 | 15.0 |
| | 1 | | 0.3 | | 0.1 | 0.0 | 0.0 | 3.0 |
| | 2 | | 0.2 | | 0.1 | 0.0 | 0.0 | 2.0 |
| N2 | 0 | | 2.6 | | 0.7 | 0.2 | 0.2 | 2.4 |
| | 1 | | 5.2 | | 1.9 | 0.6 | 0.6 | 1.7 |
| N2.5 | 0 | | 0.2 | | 0.2 | 0.1 | 0.0 | 0.6 |
| | 1 | | 0.3 | | 0.4 | 0.2 | 0.1 | 0.5 |

Tabelle 4.4: Anteil der Energie der barotropen sowie der ersten und der zweiten baroklinen Mode an der Gesamtenergie im Frequenzband $1/512 \text{ d}^{-1}$ bis $1/2 \text{ d}^{-1}$.

| Position | Mode Nr. | | |
|----------|----------|------|------|
| | 0 | 1 | 2 |
| N1 | 0.56 | 0.35 | 0.10 |
| N11 | 0.43 | 0.74 | 0.17 |
| N12 | 0.72 | 0.16 | 0.12 |
| N2 | 0.31 | 0.69 | - |
| N2.5 | 0.33 | 0.67 | - |

Spektren für die barotrope und erste barokline Mode wurden auch für das MODE-Gebiet (Richman et al., 1977) und für die für die Drake-Straße angegeben (Inoue, 1985). Auch dort sind Form und Energieniveau bei barotroper und barokliner Mode sehr ähnlich, und die EOF-Analyse bestätigt die Vermutung, daß die Moden gekoppelt sind.

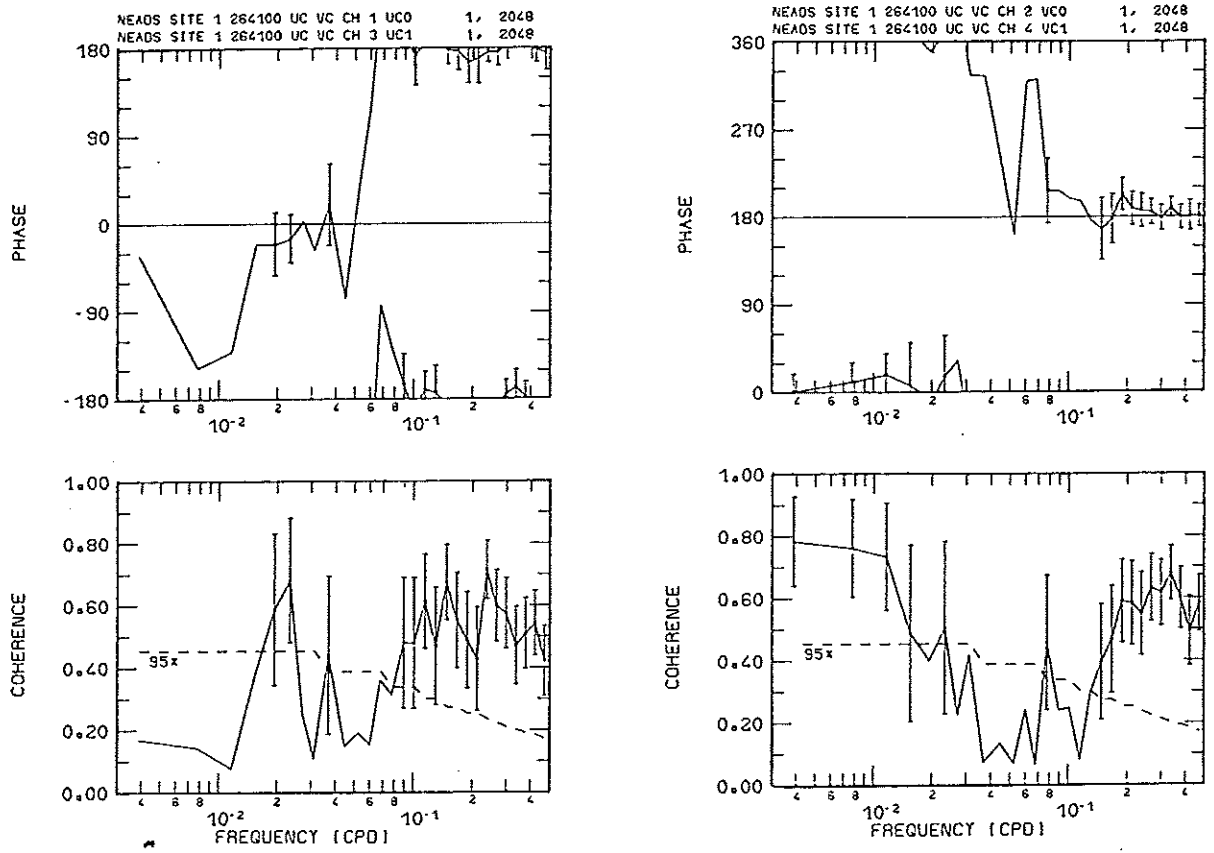


Abb. 4.17: Kohärenz- und Phasenspektren zwischen barotroper und erster barokliner Mode, zonale Komponente (links) und meridionale Komponente (rechts), auf Position N1.

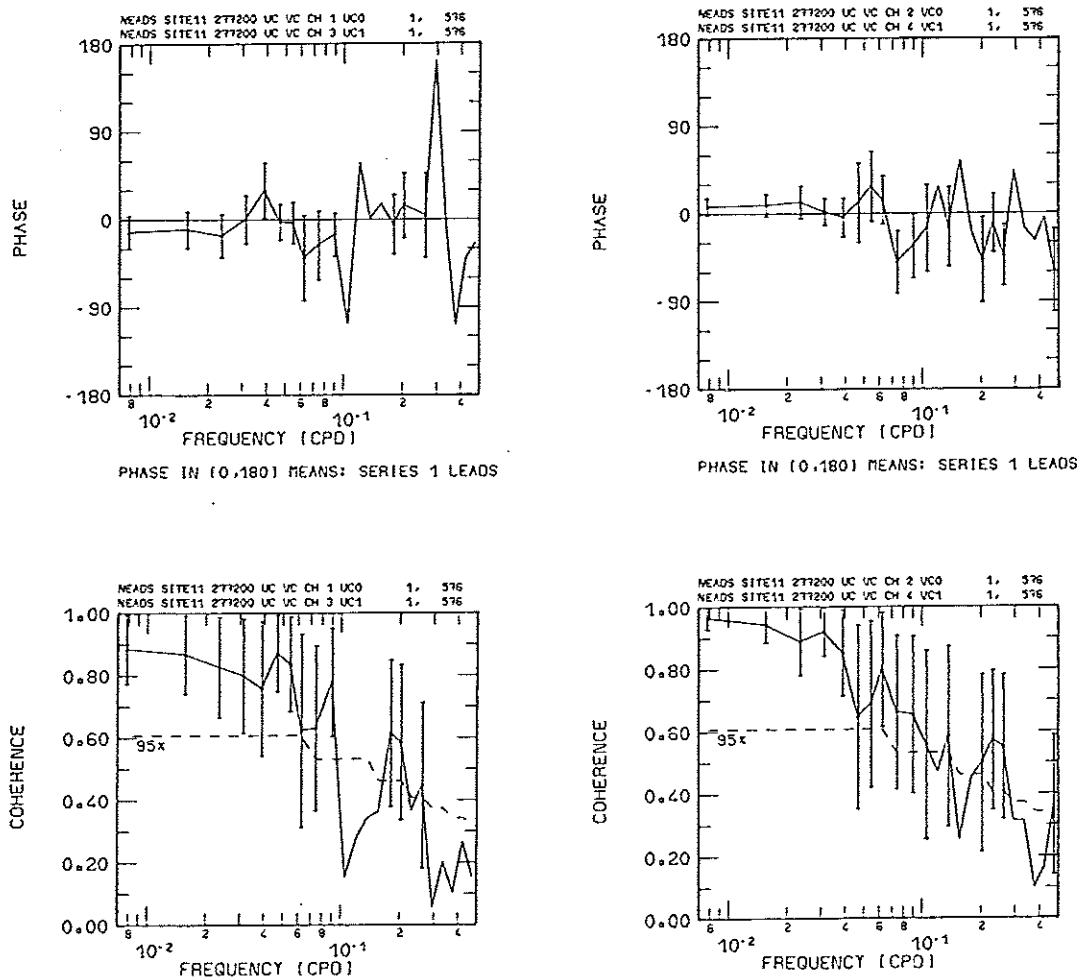


Abb. 4.18: Kohärenz- und Phasenspektren zwischen barotroper und erster barokliner Mode, zonale Komponente (links) und meridionale Komponente (rechts), auf Position N11.

Die Kohärenz- und Phasenspektren zwischen barotroper und erster barokliner Mode zeigen auf Position N1 hohe Kohärenz ohne Phasenverschiebung in der zonalen Komponente bei 50 d und für Perioden länger als 50 d in der meridionalen Komponente (Abb. 4.17), d.h. im Bereich des Energiemaximums. Der Bereich von $1/10 \text{ d}^{-1}$ bis $1/2 \text{ d}^{-1}$ trägt kaum zur Energie bei und wird nicht betrachtet. Auf Position N11 ist die Kohärenz für Frequenzen kleiner als $1/10 \text{ d}^{-1}$ noch höher, und man findet ebenfalls keine Phasenverschiebung. Mit einem Modell freier Rossby-Wellen mit zufälligen Phasen können die vorliegenden Strömungsmessungen also nicht erklärt werden. Price and Magaard (1983) schlossen bei ihrer Analyse von XBT-Daten aus dem östlichen Pazifik nicht aus, daß ein Modell barokliner Rossby-Wellen mit festen Phasen nahe der östlichen Berandung (Entfernung kleiner als 2000 km) besser die beobachteten Temperaturschwankungen erklären könne als eines mit zufälligen Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen Moden. Die Position N1 ist etwa 1000 km von der afrikanischen Küste entfernt und liegt damit nach dieser Vorstellung noch nicht außerhalb des Einflußbereiches des östlichen Randes.

Bei Modellen freier Wellen bleibt die Art der Anregung naturgemäß offen. Instabilitätsprozesse in gescherten Strömungen (Pedlosky, 1979; Kang und Magaard, 1979; Killworth, 1980) und direkte Anregung durch das Rotationsfeld der Windschubspannung (Willebrand et al., 1980; Müller und Frankignoul, 1981; Lippert und Käse, 1985) sind mögliche Quellen quasigeostrophischer Schwankungen im Meer, während Fluktuationen im atmosphärischen Druckfeld und im Auftriebsfluß an der Meeresoberfläche hierfür eine untergeordnete Rolle zu spielen scheinen (Frankignoul und Müller, 1979a, b). Wie stellt sich die Reaktion des Ozeans im niederfrequenten Bereich ($\omega \leq 1 \text{ d}^{-1}$) der Strömungsspektren dar?

In dem Modell von Willebrand et al. (1981) erzeugt ein bei Frequenzen kleiner als $1/10 \text{ d}^{-1}$ weißes Windschubspektrum, das aus Winddaten über dem Nordatlantik und dem Nordpazifik unter Ausschluß des Jahresganges konstruiert wurde (Willebrand, 1978), eine vorwiegend barotrope Anregung des rechteckig angenommenen Ozeans, sofern man sich im Windfeld auf die synoptische Skala beschränkt, also auf Wellenzahlen, die kleiner sind als $1/300 \text{ km}^{-1}$. Die Strömungsspektren (Abb. 4.19, gepunktete Linien) fallen für Frequenzen, die größer sind als 10^{-1} d^{-1} , stärker als mit der zweiten Potenz der Frequenz ab; dies ist das Band lokal erzwungener Bewegungen, in

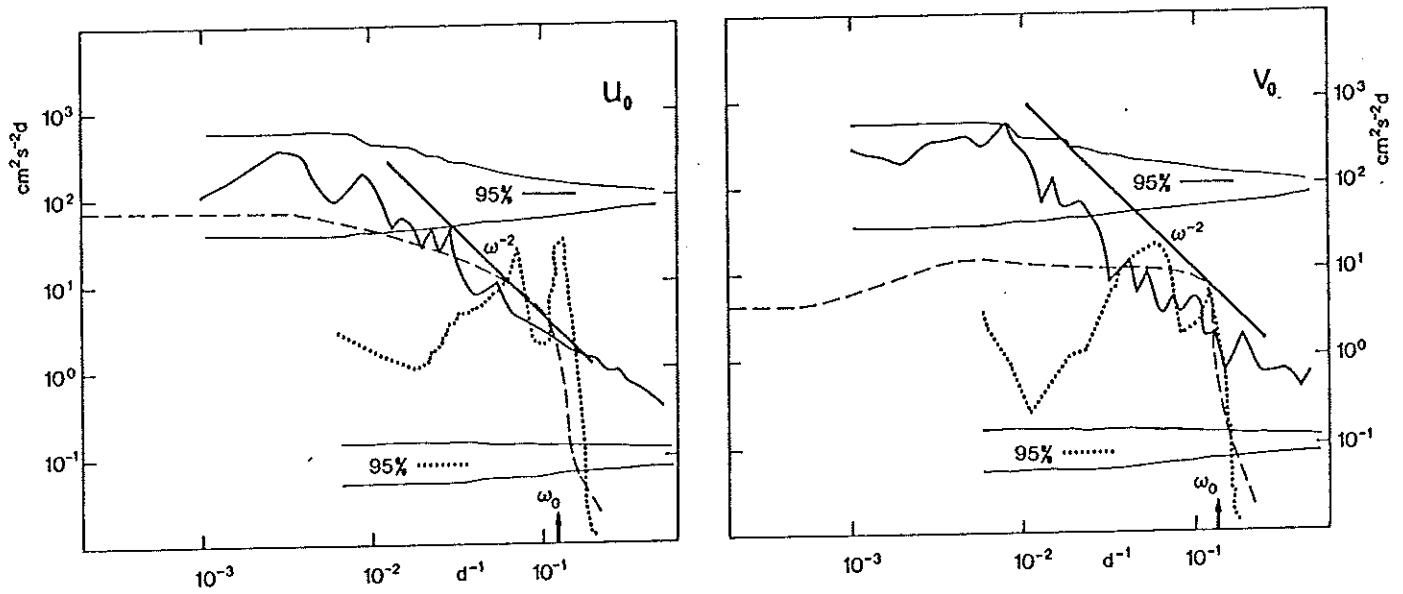


Abb. 4.19: Spektren des barotropen Anteils in der zonalen (links) und in der meridionalen Komponente (rechts) nach dem barotropen Modell von Willebrand et al. (1980, gepunktete Linien), nach dem Modell von Müller und Frankignoul (1981, gestrichelte Linien) und aus Strömungsmessungen auf Position N1. Für die Daten und das Modell von Willebrand et al. sind die 95%-Vertrauensgrenzen angegeben.

dem der starke Abfall der Energie zu hohen Frequenzen durch den korrespondierenden starken Abfall des Spektrums der Windschubrotation ($\omega \geq \omega_0$ in Abb. 4.19) bedingt ist. Zu niedrigeren Frequenzen ($1/50 \text{ d}^{-1}$ bis $1/10 \text{ d}^{-1}$) schließt sich ein Band an, in dem resonant angeregte Eigenschwingungen des Beckens möglich sind. Zu noch niedrigeren Frequenzen wird das Spektrum in beiden Komponenten weiß, wobei die zonale Komponente wegen der Anisotropie des Windfeldes mehr Energie enthält; dies ist der Bereich zeitabhängiger Sverdrup-Balance. Topographische Effekte können die Form der Spektren stark verändern, so daß z.B. das Band lokal erzeugter Wellen nicht mehr zu identifizieren ist und die Eigenschwingungen des Beckens nicht mehr so deutlich hervortreten. Im Bereich der Sverdrup-Balance bleibt das Spektrum aber weiß.

Im Modell von Müller und Frankignoul (1981) wird die subsynoptische Skala (bis zu 10 km) in der Rotation des Windfeldes einbezogen. Dies hat zwei Konsequenzen: das Windfeld kann auf kleinen Skalen nicht mehr den Wetterkarten entnommen und muß modelliert werden; die barokline Reaktion des Ozeans muß berücksichtigt werden. Die Autoren wählen das von ihnen früher vorgeschlagene Spektrum der Windschubspannung (Frankignoul und Müller, 1979a), das weiß in der Frequenz sowie symmetrisch und isotrop im Wellenzahlraum ist, und berechnen die Reaktion eines unendlich ausgedehnten Ozeans mit ebenem Boden. Das von ihnen angegebene Spektrum für den barotropen Anteil an der ozeanischen Reaktion entspricht im allgemeinen Verlauf (Abb. 4.19, gestrichelte Linie) dem von Willebrand et al. (1980) angegebenen. Für Frequenzen kleiner als $1/100 \text{ d}^{-1}$ sind die Spektren weiß und die zonale Komponente enthält wesentlich mehr Energie. Zu höheren Frequenzen fällt zunächst das Spektrum der zonalen, dann auch das der meridionalen Komponente leicht ab. Für Frequenzen, die größer sind als die Grenzfrequenz resonant erzeugter barotroper Rossby-Wellen, sind die Spektren mit denen von Willebrand et al. (1981) praktisch identisch, d.h. durch einen drastischen Abfall des Spektrums gekennzeichnet. Im unberandeten Meer fehlen natürlich die Eigenschwingungen. In beiden Modellen stellen die direkt durch den Wind erzwungenen Schwankungen das Hintergrundrauschen dar, dem andere Signale überlagert sind, und das nur weitab von anderen Quellen wesentlich zur Energie mesoskaliger Schwankungen im Meer beiträgt. Das aus den Strömungsmessungen auf Position N1 abgeleitete Spektrum des barotropen Anteils unterscheidet sich wesentlich von beiden Modellspek-

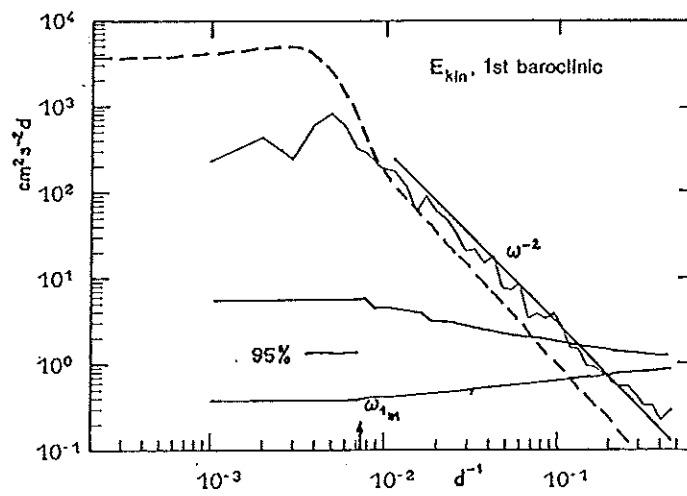


Abb. 4.20: Spektrum der vertikal integrierten kinetischen Energie der ersten baroklinen Mode nach Müller und Frankignoul (1981, gestrichelte Linie) und nach Strömungsmessungen auf Position N1 (durchgezogene Linie).

tren. Zwar sind in Übereinstimmung mit den Modellen im niederfrequenten Bereich die Spektren weiß, jedoch sind die Niveaus in beiden Komponenten gleich, eher enthält sogar die meridionale Komponente mehr Energie als die zonale. Auch setzt der Abfall des Spektrums der meridionalen Energie nicht erst bei der von den Modellen gegebenen oberen Grenze der Resonanzfrequenzen von etwa $1/10 \text{ d}^{-1}$, sondern bereits bei $1/100 \text{ d}^{-1}$ ein. Der scharfe Abfall der Modellspektren oberhalb der Resonanzfrequenzen wird nicht erreicht. Müller und Frankignoul haben auch das Spektrum vertikal integrierter horizontaler kinetischer Energie der ersten Mode berechnet, das zusammen mit demjenigen von Position N1 in Abbildung 4.20 dargestellt ist. Modell wie Daten zeigen oberhalb der Resonanzfrequenz den charakteristischen Abfall des Spektrums mit der zweiten Potenz der Frequenz, allerdings ist die Grenzfrequenz im Modellspektrum etwas zu niedrigeren Frequenzen verschoben und das Energieniveau im resonanten Bereich zu hoch.

Müller und Frankignoul haben bei der Berechnung der baroklinen Reaktion des Ozeans auf ihr Windfeld nicht mehr zwischen den Strömungskomponenten unterschieden, sondern nur Spektren der gesamten kinetischen Energie angegeben. Lippert und Käse (1985) behalten die Form des Anregungsspektrums von Müller und Frankignoul (1981) bei und untersuchen detailliert die unterschiedliche barokline Reaktion des Ozeans in beiden Komponenten, wenn die Bandbreite des anregenden Spektrums im Wellenzahlraum verändert wird oder leichte Anisotropie zugelassen wird. Außerdem wird der Einfluß einer östlichen meridionalen Berandung auf die horizontale Energieverteilung untersucht. Ein Ziel der Autoren war es, das auf der Position N1 aus Strömungsmessungen vermutete Energiemaximum in der meridionalen Komponente, das bei einer Frequenz von etwa $1/138 \text{ d}^{-1}$ auftritt, zu modellieren. Es stellte sich heraus, daß bei Beibehaltung der Isotropie in der Anregung die Energie in beiden Komponenten der baroklinen Moden gleich ist, ihre Verteilung im Frequenzraum jedoch für beide Komponenten unterschiedlich ist und von der Bandbreite im Wellenzahlraum des Anregungsspektrums abhängt. Die meridionale Komponente enthält bei höheren Frequenzen mehr Energie als die zonale, und das Maximum verschiebt sich mit abnehmender Bandbreite im Anregungsspektrum zu niedrigeren Frequenzen (von $1/280 \text{ d}^{-1}$ auf $1/500 \text{ d}^{-1}$ in Abb. 5a, b in Lippert und Käse, 1985). Erst die Annahme, daß das Anregungsspektrum anisotrop ist (breitbandiger in der meridionalen Wellenzahl) führt auch zu insgesamt höherer Energie in der Meridional Komponente der Geschwindigkeit. Lippert und Käse führen dann unter

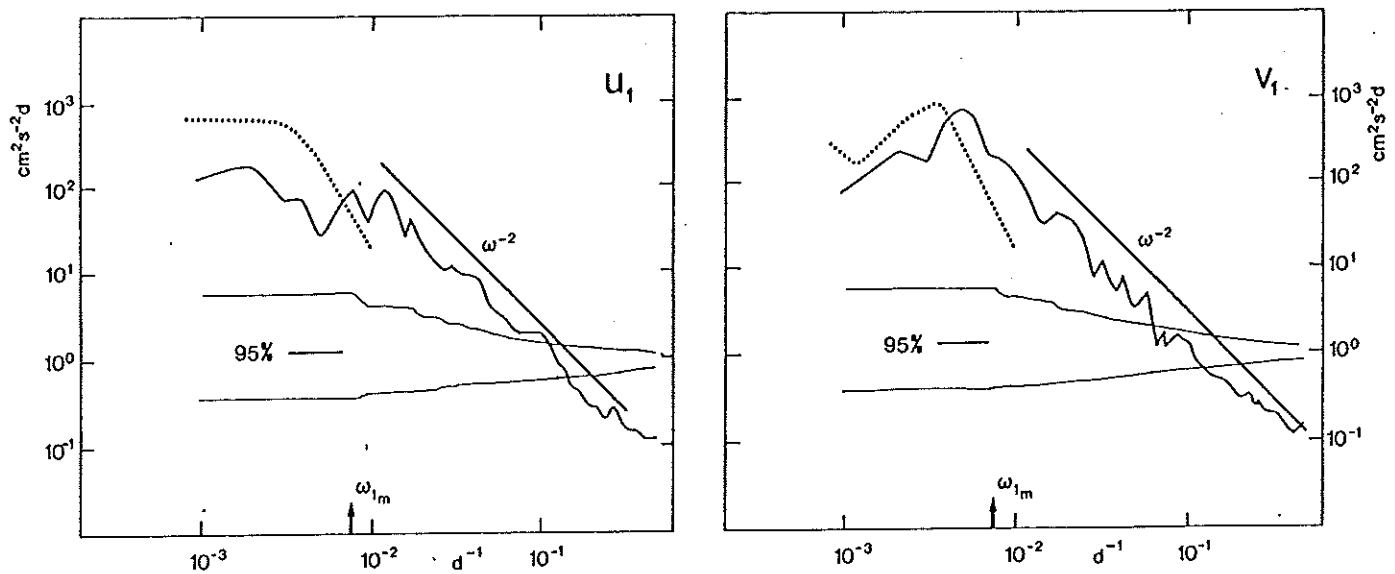


Abb. 4.21: Spektrum der zonalen (links) und meridionalen Komponente der baroklinen Reaktion eines Ozeans in 1000 km Entfernung vom östlichen Rand nach dem Modell von Lippert und Käse (1985, gepunktete Linien) sowie der ersten baroklinen Mode nach Strömungsmessungen auf Position N1 (durchgezogene Linie).

Beibehaltung der Isotropie in der Anregung eine östliche meridional verlaufende Berandung in ihr Modell ein, mit der es gelingt, die Energieniveaus der beiden Komponenten mit zunehmendem Abstand von der Küste ansteigen zu lassen und die Dominanz der meridionalen Komponente bei höheren Frequenzen zu erhalten. In Abbildung 4.21 sind die von Lippert und Käse berechneten Energiespektren der zonalen und der meridionalen Komponente der baroklinen Reaktion des Ozeans in 1000 km Entfernung von der östlichen Berandung (das entspricht der Distanz N1 - Afrika) bei breitbandiger isotroper Anregung zusammen mit den Spektren der ersten baroklinen Mode von N1 dargestellt. Da die erste Mode bei N1 die bei weitem meiste Energie enthält, ist sie repräsentativ für den gesamten baroklinen Anteil der kinetischen Energie und darf mit dem Spektrum von Lippert und Käse verglichen werden. Im gemeinsamen Frequenzbereich von 10^{-3} d^{-1} bis 10^{-2} d^{-1} zeigt sich gute Übereinstimmung in der Form der Spektren und vor allem in der Existenz des Energiemaximums der meridionalen Komponente, auch wenn das Maximum auf dem 95%-Vertrauensniveau noch nicht signifikant ist. Die Energie der zonalen Komponente wird vom Modell jedoch zu hoch geschätzt und damit das insgesamt höhere Energieniveau der meridionalen Komponente der Daten in diesem Frequenzbereich nicht korrekt wiedergegeben. Ob nun tatsächlich ein anisotropes Anregungsspektrum erforderlich ist oder andere Mechanismen, wie Instabilitätsprozesse, die in der Nähe der Azorenfront nicht auszuschließen sind, um die beobachtete höhere Energie in der Meridional Komponente zu erklären, muß noch offen bleiben. Nicht auszuschließen ist jedoch nach diesem Vergleich, daß die östliche Berandung 1000 km weiter westlich auf Position N1 das Spektrum der kinetischen Energie im Bereich resonant zu erregender Rossby-Wellen beeinflusst.

Der Vergleich der drei Modellspektren für die barotrope und die barokline Reaktion des Ozeans auf stoachastische Windanregung mit den Spektren von Position N1 ergibt zwei wesentliche Widersprüche.

- Im Gegensatz zu den Modellen dominiert im niederfrequenten Bereich ($\omega \leq 1/100 \text{ d}^{-1}$) nicht die zonale Komponente. Eventuell ist dieser Frequenzbereich zu noch niedrigeren Frequenzen verschoben, wie die in Abschnitt 3.3 diskutierten sehr niederfrequenten Schwankungen in der zonalen Komponente andeuten.
- Der steile Abfall der Modellspektren für den barotropen Anteil oberhalb der obersten Resonanzfrequenz wird nicht beobachtet. Gleiches wurde bei MODE (Richman et al., 1977) und auch in der Drake-Straße (Inoue, 1985) be-

obachtet und weist auf nichtlineare Wechselwirkung im hochfrequenten Teil des Spektrums hin.

Falls sich im Laufe der weiteren geplanten Messungen auf Position N1 herausstellt, daß das diskutierte Maximum im Spektrum der meridionalen Komponente signifikant ist, könnte die Einbeziehung des östlichen Randes im Modell von Lippert und Käse (1985) eine Erklärung hierfür geben. Angesichts der genannten zwei wesentlichen Widersprüche wäre jedoch zu prüfen, ob nicht auch andere Anregungen, etwa Instabilitätsprozesse in der Azorenfront, bessere Erklärungen bieten.

5. Schlußdiskussion

Strömungsmessungen aus dem Kanarenbecken und dem Iberischen Becken sind hinsichtlich der mittleren Zirkulation sehr langsam veränderlicher und mesoskaliger Schwankungen untersucht worden. Zunächst wurde das methodisch gesehen wichtige Ergebnis gefunden, daß sich auf Zeitskalen, die größer als ein Tag sind, die Strömungsmessungen durch eine Linearkombination der Lösungen der vertikalen Strukturgleichung, der Rossby-Moden, mit zeitabhängigen Amplituden darstellen lassen. Hierzu sind nur die zwei oder drei niedrigsten Ordnungen, nämlich die barotrope und die ersten beiden baroklinen Moden, notwendig. Da die Mittelwerte klein sind und die mittlere Scherung die gleiche Form wie die erste barokline Mode besitzt, funktioniert das Verfahren unabhängig von der Kenntnis der mittleren Strömung; man kann umgekehrt diese aus den interpolierten Daten schätzen. Die Zerlegung der Strömungsmessungen nach den Rossby-Moden ist also zunächst rein formal und ohne dynamische Bedeutung. Sie widerspricht andererseits nicht den statistischen Eigenschaften der Daten, wie sie sich aus der Analyse nach Empirischen Orthogonalfunktionen ergibt, und bietet gegenüber diesen den Vorteil, daß man die Vertikalverteilung der Strömung für jede Mode überall kennt. Dies kann man nun ausnutzen, um fehlende Daten vertikal zu interpolieren. Wie Testrechnungen zeigen (Abb. 2.9 und 2.10), darf man dabei hohe Korrelation zwischen Vorhersage und Daten erwarten, sogar dann, wenn man in die obere Hauptsprungschicht hinein extrapoliert. Diese Methode wird deshalb auch künftig zur Inter- und Extrapolation auf Zeitskalen, die größer sind als eine Trägheitsperiode, angewendet werden.

Von den interpolierten Daten konnten dann einige wichtige statistische Größen berechnet werden, wobei die Annahme, daß die Zeitreihen Realisierungen

gen stationärer Prozesse mit Normalverteilungen sind, sicher nicht gut erfüllt ist. Die entsprechenden Zeitskalen sind lang (ca. 20 d) bis extrem (70 d für die zonale Komponente auf Position N1). Letztere ist zusammen mit der gleich langen Zeitskala der zonalen Komponente im MODE-Gebiet die längste, die für Strömungsmessungen bisher dokumentiert worden ist.

Die langen Zeitskalen führen zu großen Unsicherheiten in der Abschätzung der Mittelwerte und der zweiten Momente. Die Wirbelflüsse sind generell klein und nicht signifikant verschieden von Null, der fluktuative Anteil in der Energie ist mindestens fünfmal so groß wie der der mittleren kinetischen Energie, was das Ergebnis von Dickson (1983) für die oberen 800 m im Nordostatlantik bestätigt.

Mit dem mittleren Strömungsprofil von Position N1 kann erstmals das von Stramma (1984a) aus indirekten Methoden bestimmte Referenzniveau von 1300 m für dieses Seegebiet bestätigt werden (Abb. 3.3); allerdings ist das barokline Strömungsprofil nicht so stark gesichert wie das direkt gemessene, was wahrscheinlich durch Strammas starke horizontale und zeitliche Mittelung der hydrographischen Daten auf 3×3 -Grad-Feldern bedingt ist. Transportberechnungen liefern aber vergleichbare Größen und dieselbe Richtung aus den gemittelten hydrographischen Daten für das 3×3 -Grad-Feld mit der Position N1 sowie aus dem gemessenen Strömungsprofil, wenn man annimmt, daß die Front überwiegend in der Nähe der Verankerung liegt und eine Breite von 100 km besitzt (etwas mehr als im von Käse und Siedler, 1982, beschriebenen Fall). Gut stimmen auch die Richtungen von direkt und indirekt bestimmten Strömungen im 200 m-Niveau im nördlichen Kanarenbecken überein (Abb. 3.4), jedoch sind die Beträge der direkt gemessenen Werte wie bei Position N1 generell höher, was dann auch in einem höheren Transport von $3.3 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ gegenüber $2 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ zwischen den Kanarischen Inseln und $26^\circ 30' \text{ W}$ entlang 28° N resultiert. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der erwähnten, sehr viel stärkeren Glättung in Strammas Analyse.

Ein Jahresgang im Frequenzband $1/30 \text{ d}^{-1}$ bis $1/2 \text{ d}^{-1}$ des fluktuativen Anteils der kinetischen Energie, wie er weiter nördlich im Nordostatlantik beobachtet und mit atmosphärischer Anregung erklärt wurde, ist südlich von 41° N nicht zu erkennen (Abb. 3.5). Auch in den Strömungsbeobachtungen selbst ist er zumindest noch nicht zu erkennen (Abb. 3.6). Entsprechend sind auch die

von Krauss und Wüßner (1982) vorhergesagten winderzeugten Rossby-Wellen mit Jahresgang noch nicht nachgewiesen. Die Frage nach dem Jahresgang kann vielleicht geklärt werden, wenn längere Zeitreihen aus den geplanten fortgesetzten Messungen auf Position N1 vorliegen.

Die Frequenzspektren auf den Positionen N1, N11 und auf 28°N (Abb. 4.3) sind rot und isotrop in beiden Komponenten für Frequenzen oberhalb von 10^{-2} d^{-1} . In diesem Bereich fallen sie generell mit ω^{-2} ab und gleichen damit weitgehend den von Wunsch (1981) diskutierten Spektren aus anderen Seegebieten. Das Energiemaximum mesoskaliger Bewegungen liegt im Kanarenbecken bei Frequenzen von $1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$, also nicht im zwischenjährlichen Bereich wie bei MODE. Eine solche Verteilung scheint typisch zu sein für Messungen, die aus den Randgebieten des Subtropenwirbels stammen. Sie ist möglicherweise mit einer Verschiebung des Maximums zu höheren Frequenzen verbunden, sofern das Meßgebiet in der Nähe eines Strahlstroms liegt (POLYMODE-array II, Schmitz, 1978; Wunsch, 1981). Im Nordostatlantik läßt sich nicht ausschließen, daß das Energiemaximum mit zunehmender Intensität atmosphärischer oder topographischer Störungen bei höheren Frequenzen zu finden ist (Abb. 4.9).

Unterschiede im Energieniveau der beiden Komponenten sind auch im niederfrequenten Bereich entweder nicht zu erkennen (s. Position N11 und das mittlere Spektrum auf 28°N in Abb. 4.3) oder noch nicht ganz signifikant (Position N1). Während Wunsch (1981) auf Zeitskalen länger als 100 d zumindest für die Daten aus dem Nordwestatlantik vermutet, daß die zonale Komponente mehr Energie enthält als die meridionale, was man aus der Dispersionsrelation freier Rossby-Wellen erklären könnte, überwiegt auf Position N1 zunächst der Energieanteil der meridionalen Komponente auf fast signifikantem Niveau, bevor beide bei etwa 500 d wieder gleiches Niveau erreichen (Abb. 4.3). Unklar bleibt, ob für noch niedrigere Frequenzen ($\omega \leq 10^{-3} \text{ d}^{-1}$) die Zonalisierung der Spektren eintritt, wie sie von Wunsch (1981) vermutet und auch von Modellen quasigeostrophischer Reaktionen des Ozeans auf stochastische Windfluktuationen vorhergesagt wird. (Willebrand et al., 1980; Müller und Frankignoul, 1981; Lippert und Käse, 1985). Die im Kapitel 3.3 erwähnte sehr langperiodische Schwankung der zonalen Komponente (Abb. 3.6), die im Spektrum noch nicht aufgelöst wird, deutet das an, sie ist aber statistisch nicht abgesichert.

Die erwähnten Modelle prognostizieren die Spektren der barotropen und baroklinen Reaktion des Ozeans auf ein stochastisch fluktuierendes Windfeld. Es ist deshalb sinnvoll zu prüfen, ob der Zerlegung der Strömungsmessungen in Rossby-Moden neben der methodischen Bedeutung für die Interpolation und Kalibrierung von Modellen (Flierl, 1978) auch eine dynamische zukommt, die mit den Modellen konsistent ist. Die Antwort ist zumindest für diese Modelle teilweise negativ, weil die vorhergesagte Zonalisierung im auflösbaren Frequenzbereich nicht beobachtet wird und der Abfall der Spektren des barotropen Anteils in den Daten viel zu flach ausfällt im Vergleich zu den Modellspektren. Nichtlineare Wechselwirkung zwischen den Moden ist hier im Gegensatz zur linearen Theorie nicht auszuschließen (Richman et al., 1977). Das in den Daten von Position N1 marginal vorhandene Maximum in der Energie der meridionalen Komponente der ersten baroklinen Mode wird durch das barokline Modell von Lippert und Käse (1985) richtig prognostiziert; in den Daten aus 1600 m Tiefe (Abb. 4.3) ist das Maximum zu höheren Frequenzen verschoben und dort entsprechend in der barotropen Mode zu sehen (Abb. 4.19). Das Modell von Müller und Frankignoul gibt bei 200 d ebenfalls ein leichtes, sehr viel breiteres Maximum für die meridionale Komponente der barotropen Mode an. Im niederfrequenten Bereich, dem ja nach den hier diskutierten Modellen auch die meiste Energie zugeführt wird, ist eine dynamische Interpretation der formal gewonnenen Rossby-Moden demnach noch nicht völlig ausgeschlossen. Längere Meßreihen sind allerdings erforderlich, damit das Maximum der meridionalen Komponente auf Signifikanz überprüft werden und eine eventuell vorhandene Zonalisierung des Spektrums festgestellt werden kann. Instabilitätsprozesse als Quelle für die beobachteten Spektren sind noch nicht berücksichtigt worden.

Unabhängig von der dynamischen Bedeutung der formal gewonnenen Rossby-Moden zeigt die Zerlegung, daß ein großer Teil der Energie, nämlich bis zu 50% und mehr, gleichmäßig über die Wassersäule verteilt sein kann und die andere Hälfte fast ausschließlich in der ersten baroklinen Mode enthalten ist. Kleinere isolierte Ereignisse treten zwar in isolierten Tiefenhorizonten auf, etwa im Bereich des Mittelmeerwassers; sie spielen energetisch jedoch eine untergeordnete Rolle. Dieser Aspekt könnte für numerische Modelle wichtig sein.

Literatur:

- Aanderaa (1978): Operating manual for recording current meter model 4. Technical description 119, Bergen.
- Bendat, J.S., A.G. Piersol (1966): Measurement and Analysis of Random Data, New York, J. Wiley, 390 s.
- de Boor, C., J.R. Rice (1968): Cubic spline approximation I-fixed knots. Comp. Sci. Dep. TR20, Purdue Univ., zitiert nach IMSL Inc., Houston, Texas.
- Bunker, A.F. (1976): Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. Monthly Weather Rev. 104, 1122-1140.
- Davis, R.E. (1976): Predictability of sea surface temperature and sea level pressure anomalies over the North Pacific Ocean. Journ. Phys. Oceanogr., 6, 3, 249-266.
- Dick, G., G. Siedler (1985): Barotropic Tides in the Northeast Atlantic Inferred from Moored Current Meter Data. Dt. Hydrogr. Z., 38, H1, 7-22.
- Dickson, R.R., J.W. Gould, P.A. Gurbutt, P.D. Killworth (1982): A seasonal signal in ocean currents to abyssal depths. Nature, Vol. 295, No. 5846, 193-198.
- Dickson, R.R. (1983): Global Summaries and Intercomparisons: Flow Statistics from Long-Term Current Meter Moorings. In: A.R. Robinson (Herausgeber): Eddies in Marine Science, Springer-Verlag, Berlin, 609 S.
- Dickson, R.R., J.W. Gould, T.J. Müller, C. Maillard (1985): Estimates of the Mean Circulation in the deep (>2000 m) Layer of the Eastern North Atlantic. Prog. Oceanogr. 14, 103-127.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss, G. Siedler (1975): Allgemeine Meereskunde. 3. Auflage, Gebr. Borntraeger, Berlin und Stuttgart, 593 S.
- Emery, W.J., W.G. Lee, L. Magaard (1984): Geographical and Classical Distributions of Brunt-Väisälä Frequency and Rossby Radii in the North Pacific and North Atlantic. J. Phys. Oceanogr., 14, 294-317.
- Fechner, H. (1978): Darstellung meteorologischer Felder mit endlichem Definitionsgebiet durch Reihen orthogonaler Funktionen. Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel, Nr. 44, 105 S.
- Fiadeiro, M.E., G. Veronis (1982): On the determination of absolute velocities in the ocean. Journ. Mar. Res. 40, Suppl., 159-192.
- Flierl, G.R., J.C. McWilliams (1977): On the sampling requirements for measuring moments of eddy variability. Journ. Mar. Res. 35, 4, 797-820.

- Flierl, G.R. (1978): Models of vertical structure and the calibration of two-layer models. *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 341-381.
- Frankignoul, C., P. Müller (1979a): Quasi-Geostrophic Response of an Infinite β -Plane Ocean to Stochastic Forcing by the Atmosphere. *Journ. Phys. Oceanogr.* 9, 1, 104-127.
- Frankignoul, C., P. Müller (1979b): On the Generation of Geostrophic Eddies by Surface Buoyancy Flux Anomalies. *Journ. Phys. Oceanogr.* 9, 1207-1213.
- Fu, L.-L., T. Keffer, P.P. Niiler, C. Wunsch (1982): Observations of meso-scale variability in the western North Atlantic: A comparative study. *Journ. Mar. Res.* 40, 3, 809-848.
- Gill, P.E., W. Murray (1978): Algorithms for the solution of the non-linear least squares problem. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 15, 977-992.
- Gould, W.J. (1976): Mesoscale monitoring in the eastern North Atlantic (North East Atlantic Dynamic Studies). *Polymode News*, 13, (unveröffentlichtes Manuskript).
- Gould, W.J. (1983): The Northeast Atlantic Ocean. In: Robinson, A.R. (Herausgeber): *Eddies in Marine Science*. Springer-Verlag, Berlin, 609 S.
- Gould, W.J. (1985): Physical Oceanography of the Azores Front. *Prog. Oceanogr.* 14, 167-190.
- Hendry, R.M. (1982): On the structure of the Deep Gulf Stream. *Journ. Mar. Res.* 40, 1, 119-142.
- Hogg, N.G. (1985): Evidence for Baroclinic Instability in the Gulf Stream Recirculation. *Progr. Oceanogr.* 14, 209-229.
- Inoue, M. (1985): Modal Decomposition of Low-Frequency Currents and Baroclinic Instability at Drake Passage. *Journ. Phys. Oceanogr.* 15, 9, 1157-1181.
- Isemer, H.-J., L. Hasse (1985): The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 1: Observations, Springer-Verlag, Berlin, 218 S.
- Isemer, H.-J., L. Hasse (1987): The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 2: Air-Sea Interaction, Springer-Verlag, Berlin, im Druck.
- Jenkins, G., D.G. Watts (1968): *Spectral Analysis and its applications*. Holden-Day, San Francisco, 525 S.
- Kang, Y.Q., L. Magaard (1979): Stable and Unstable Rossby Waves in the North Pacific Current as inferred from the Mean Stratification. *Dyn. Atmos. Oceans*, 3, 1-14.

- Käse, R.H., G. Siedler (1982): Meandering of the subtropical front south-east of the Azores. *Nature*, 300 (5889), 245-246.
- Käse, R.H., J.F. Price, P.L. Richardson, W. Zenk (1986): A Quasi-Synoptic Survey of the Thermocline Circulation and Water Mass Distribution in the Canary Basin. *Journ. Geophys. Res.* 91, C8, 9739-9748.
- Killworth, P. (1980): Barotropic and Baroclinic Instability in Rotating Stratified Fluids. *Dyn. Atmos. Oceans*, 4, 143-184.
- Klein, B. (1986): Barokline Strömungen im Azorengbiet. Diplomarbeit, Univ. Kiel, 69 S.
- Krauss, W. (1966): Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie, Bd. 2: Interne Wellen. Borntrager, Berlin, 248 S.
- Krauss, W., C. Wübbler (1982): Response of the North Atlantic to annual wind variations along the eastern coast. *Deep-Sea Res.* 29, 7A, 851-868.
- Krauss, W., R.H. Käse (1984): Mean Circulation and Eddy Kinetic Energy in the Eastern North Atlantic. *Journ. Geophys. Res.* 89, C3, 3407-3415.
- Krauss, W. (1986): The North Atlantic Current. *Journ. Geophys. Res.* 91, C4, 5061-5074.
- Kreyszig, E. (1979): Statistische Methoden und ihre Anwendungen, 7. Auflage, Vandenhoeck u. Ruprecht, Göttingen, 451 S.
- Le Groupe Tourbillon (1983): Studies of mesoscale eddies in the North East Atlantic. *Deep-Sea Res.*, 30, 475-511.
- LeBlond, P.H. und L.A. Mysak (1978): Waves in the Ocean. Elsevier Scient. Publ. Comp., 602 S.
- Leetmaa, A., P. Niiler, H. Stommel (1977): Does the Sverdrup relation account for the Mid-Atlantic circulation? *Journ. Mar. Res.* 35, 1-9.
- Liebelt, P.B. (1967): An Introduction to Optimal Estimation. Addison-Wesley.
- Lippert, A., R.H. Käse (1985): Stochastic Wind Forcing of Baroclinic Rossby Waves in the Presence of a Meridional Boundary. *Journ. Phys. Oceanogr.* 15, 2, 184-194.
- Lorenz, E.N. (1959): Empirical Orthogonal Functions and Statistical Weather Prediction, Final Report Statistical Forecasting Project, Mass. Inst. Techn. Dep. Met., App. I, S. 29-78. (Zitat nach Fechner, 1978).
- Luyten, J.R. (1982): Equatorial current measurements, I. Moored observations. *Journ. Mar. Res.* 40, 1, 19-41.

- Maillard, C. (1984): Mean circulation and exchanges in the Northeastern Atlantic from historical data. Rapp. Proc. - Verb. Réunion., 185, 131-139.
- McWilliams, J.C. and C.Y. Shen (1980): Mesoscale Modal Coupling. J. Phys. Oceanogr., 10, 5, 741-752.
- Mercier, H., A.C. de Verdière (1985): Space and Time Scales of Mesoscale Motions in the Eastern North Atlantic. Journ. Phys. Oceanogr. 15, 2, 171-183.
- Müller, P., C. Frankignoul (1981): Direct Forcing of Geostrophic Eddies. Journ. Phys. Oceanogr. 11, 3, 287-308.
- Müller, T.J. (1981): Current and Temperature Measurements in the North-East Atlantic during NEADS, Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel, Nr. 90, 100 S.
- Müller, T.J., W. Zenk (1983): Some Eulerian current measurements and XBT-sections from the North East Atlantic October 1980 - March 1982 - A Data Report - Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel, Nr. 114, 145 S.
- Müller, T.J. (1984): Eulerian current measurements from the North East Atlantic, March 1982 - October 1983, A Data Report. Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel, Nr. 127, 98 S.
- Müller, T.J., M. Finke, W. Dasch, R.-R. Wittstock (1987): Hydrographic and current measurements in the North-East Atlantic Ocean. - Data Report F.S. Meteor Cruises 69/5 and 69/6 - October to November 1984. Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel, eingereicht.
- Nowlin, W.D. Jr., R.D. Pillsbury, J. Bottero (1981): Observations of kinetic energy levels in the Antarctic Circumpolar Current at Drake Passage. Deep-Sea Res. 28A, 1, 1-17.
- Olbers, D.J., M. Wenzel, J. Willebrand (1985): The Inference of North Atlantic Circulation Patterns From Climatological Hydrographic Data. Rev. Geoph. 23, 4, 313-356.
- Owens, W.B., J.R. Luyten, H.L. Bryden (1982): Moored velocity measurements on the edge of the Gulf-Stream recirculation. Journ. Mar. Res. 40, Suppl., 509-524.
- Pedlosky, J. (1979): Geophysical Fluid Dynamics. Springer-Verlag, New York, 1979, 624 S.
- Pollard, R.T., S. Pu (1985): Structure and Circulation of the Upper Atlantic Ocean Northeast of the Azores. Prog. Oceanog. 14, 443-462.
- Price, J.M., L. Magaard (1983): Rossby wave analysis of subsurface temperature fluctuations along the Honolulu-San Francisco Great Circle. Journ. Phys. Oceanogr. 13, 258-268.

- Ralston, A. (1965): A First Course in Numerical Analysis. McGraw-Hill Kogakusha Ltd., Tokyo, 578 S.
- Richman, J.G., C. Wunsch and N.G. Hogg (1977): Space and Time Scales of Mesoscale Motion in the Western North Atlantic. *Rev. Geophys. Sp. Phys.*, 15, 4, 385-420.
- Robinson, A.R., D.E. Harrison, Y. Mintz and A.J. Semtner (1977): Eddies and the General Circulation of an Idealized Oceanic Gyre: A Wind and Thermally Driven Primitive Equation Numerical Experiment. *Journ. Phys. Ocean.*, 7, 182-207.
- Saunders, P.M. (1982): Circulation in the eastern North Atlantic. *Journ. Mar. Res.* 40, Suppl., 641-657.
- Schmitz, W.J. (1978): Observations of the vertical distribution of low frequency kinetic energy in the Western North Atlantic. *Journ. Mar. Res.*, 36, 2, 295-310.
- Schmitz, W.J. and N.G. Hogg (1978): Observations of energetic low frequency current fluctuations in the Charly-Gibbs-Fracture-Zone. *Journ. Mar. Res.*, 36, 725-734.
- Siedler, G., W. Zenk, W.J. Emery (1985): Strong current events related to a subtropical front in the Northeast Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 885-897.
- Siedler, G., A. Kuhl, W. Zenk (1987): The Madeira Mode Wasser. *Journ. Phys. Oceanogr.*, eingereicht für *Journ. Phys. Oceanogr.*
- Stramma, L. (1981): Die Bestimmung der dynamischen Topographie aus Temperaturdaten aus dem Nordostatlantik. *Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel*, Nr. 84, 66 S.
- Stramma, L. (1984a): Wassermassenausbreitung in der Warmwassersphäre des subtropischen Nordostatlantiks. *Ber. Inst. Meereskd. Univ. Kiel*, Nr. 12, 108 S.
- Stramma, L. (1984b): Geostrophic transport in the Warm Water Sphere of the eastern subtropical North Atlantic. *Journ. Mar. Res.* 42, 537-558.
- Stramma, L., H.-J. Isemer (1986): Meridional temperature fluxes in the subtropical eastern North Atlantic. *Deep-Sea Res.* 33, 2, 209-223.
- Sturges, W. (1983): On Interpolating Gappy Records from Time Series Analysis. *J. Geoph. Res.*, 88, C 14, 9736-9740.
- The MODE Group (1978): The Mid Ocean Dynamics Experiment. *Deep-Sea Res.*, 25, 859-910.

- Wallace, J.M., R.E. Dickinson (1972): Empirical Orthogonal Representation of Time Series in the Frequency Domain Part. I. Theoretical Considerations. J. Appl. Met., 11, 887-892.
- Willebrand, J. (1978): Temporal and Spatial Scales of the Wind Field over the North Pacific and North Atlantic. Journ. Phys. Oceanogr., 8, 1080-1094.
- Willebrand, J., S.G.H. Philander, R.C. Pacanowski (1980): The Oceanic Response to Large-Scale Atmospheric Disturbances. Journ. Phys. Oceanogr. 10, 3, 411-429.
- Willenbrink, E. (1982): Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik. Ber. Inst. f. Meeresk. Univ. Kiel, Nr. 96, 72 S.
- Worthington, L.V. (1976): On the North Atlantic Circulation. Oceanogr. Studies, Vol. 6. The John Hopkins Univ., Baltimore, 110 S.
- Wüst, G. (1936): Die Stratosphäre des Atlantischen Ozeans. Deutsche Atlantische Expedition "Meteor" 1925-1927, Bd. 6, 1, 109-288.
- Wunsch, C. (1981): Low-Frequency Variability of the Sea. In: Warren, B.C. and C. Wunsch (Herausgeber): Evolution in Physical Oceanography, MIT Press, 620 S.
- Wunsch, C. (1983): Western North Atlantic Interior. In: A.R. Robinson (Herausgeber): Eddies in Marine Science. Springer-Verlag, Berlin, 609 S.
- Wunsch, C., D. Roemmich (1985): Is the North Atlantic in Sverdrup Balance? Journ. Phys. Oceanogr. 15, 12, 1876-1880.

| <u>Verzeichnis der Abbildungen</u> | <u>Seite</u> |
|--|--------------|
| <u>Abb. 1.1:</u> Untersuchungsgebiete wichtiger Experimente zur mesoskaligen Variabilität mit Langzeitverankerungen im Nordatlantik: M (MODE-Gebiet); PI, PII, PA, PB, PC, LDE (POLYMODE: arrays I, II; cluster A, B, C; Local Dynamics Experiment); TO (TOURBILLON); N1 bis N12 sind die NEADS-Positionen; C1 (Langzeitverankerungen des IfM Kiel im Kanarenbecken). Abkürzungen und Quellen s. Text. Der allgemeine Verlauf der 4000 m Tiefenlinie ist angegeben. | 4 |
| <u>Abb. 1.2:</u> Positionen der Verankerungen (bezeichnete große Punkte) im Kanarischen und im Iberischen Becken sowie die Verteilung der potentiellen Dichte in 400 m Tiefe aus mittleren hydrographischen Daten in 3x3-Grad-Feldern (Willenbrink, 1982) nach einer objektiven Analyse mit einer Korrelationsskala von 330 km. Kleine Punkte geben die mittlere Position in den Feldern an; die verwendeten Positionen von 24°30'N sind nicht im Bild. | 6 |
| <u>Abb. 2.1:</u> Der verwendete Datensatz. —— Temperatur- und Strömungsmessung ---- Temperaturregistrierung in einer Thermistorkette mit 10 Sensoren, verteilt auf 50 m a) Position N1 b) Positionen N11 und N12 c) Positionen N2 und N2.5 | 9 |
| <u>Abb. 2.2:</u> Frequenzspektren von Energiedichten E von Ost - (...) und Nordkomponente (---) der Geschwindigkeit im Iberischen Becken (Position N2.5, IfM-Nr. 230-1, oberes Bild) und im Kanarenbecken (Position N1, IfM-Nr. 276-1, unteres Bild). Eingezeichnet sind auch die Kennlinie des Tiefpaßfilters sowie die Frequenzen der halbtägigen Gezeit (M_2) und der Vertikalkomponente der lokalen Trägheitsperiode (f). | 14 |
| <u>Abb. 2.3:</u> Vektorzeitreihen tiefpaßgefilterter Tagesmittelwerte, Daten nach Tiefenbereichen sortiert, Positionen N1 (a), N11 (b), N12 (c), N2 (d) und N2.5 (e). | 16 |

Abb. 2.4: Mittlere vertikale Verteilung von Temperatur und Salzgehalt nach Stramma (1981) und hieraus berechnete Verteilung der Stabilitätsfrequenz $N(z)$ sowie der ersten beiden Rossby-Moden $F_1(z)$ und $F_2(z)$. Eingezeichnet ist auch die barotrope Mode F_0 .

$$\text{Normierung } \frac{\int_{H_0}^{H_1} F_i(z) F_j(z) dz}{\int_{H_0}^{H_1} F_i^2(z) dz} = \delta_{ij}$$

- a) Kanarenbecken (Position N1)
- b) Iberisches Becken (Position N2)

Abb. 2.5: Empirische Orthogonalfunktionen E_i der vertikalen Stromverteilung im Kanarenbecken auf den Positionen N1 (a) und N11 (b) und N12 (c) sowie im Iberischen Becken (d). Links der Varianzanteil der E_i an der Gesamtvarianz, in der Mitte und rechts die Vertikalverteilung der ersten beiden EOF. 25

Abb. 2.6: Vertikale Empirische Orthogonalfunktionen der Temperaturregistrierungen auf Position N1. 30

Abb. 2.7: Test für den besten Approximationsgrad M , für den 33

$$\sigma(M) = \langle e_k^2(t_i) / (N-M-1) \rangle = \text{Min}$$

angenommen wird, getrennt für beide Strömungskomponenten, $k = 1, 2$.

- a) Für sechs verschiedene Verankerungen aus dem Kanarenbecken mit voller Überdeckung (\diamond 264-1, \circ 276-2, Δ 276-4, \square 277-2, \times 277-3, \bullet 278-2)

- b) Arithmetisches Mittel aus a).

Abb. 2.8: Die vertikal gemittelte Approximationsgüte 33

$$\bar{S}_k = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N S_{jk} \text{ als Funktion des zugehörigen}$$

Minimums $S_k = \min_j (S_{jk})$, $j = 1, 2, \dots, N$
für alle Verankerungen mit mindestens zwei Freiheitsgraden bei der Anpassung. Das Feld A enthält bis einen alle Punkte mit $S_k > 0.87$, $\bar{S}_k > 0.7$.

- | | <u>Seite</u> |
|---|--------------|
| <p><u>Abb. 2.9:</u> Zeitreihen von Vorhersage (-) der Strömungskomponenten (Ostkomponente oben, Nordkomponente unten) mit gemessenen Daten (----) für verschiedene Fälle. Daten aus der zu vergleichenden Tiefe wurden für die Anpassung (2.9) nicht verwendet. Der Korrelationskoeffizient r ist angegeben.</p> <p>a) Interpolation auf 755 m, IfM-Nr. 276-2, Daten aus 245 m, 1160 m, 3020 m</p> <p>b) Interpolation auf 1575 m, IfM-Nr. 276-4, Daten aus 245 m, 475 m, 675 m, 1025 m, 2980 m</p> <p>c) Extrapolation auf 196 m, IfM-Nr. 276-1, Daten aus 499 m, 703 m, 1106 m, 1608 m</p> <p>d) Extrapolation auf 245 m, IfM-Nr. 276-4, Daten aus 675 m, 1075 m, 1575 m</p> <p>e) Extrapolation auf 428 m, IfM-Nr. 276-3, Daten aus 629 m, 1023 m, 1535 m.</p> <p>f) Extrapolation auf 2980 m, IfM-Nr. 276-4, Daten aus 245 m, 475 m, 675 m, 1075 m und 1575 m.</p> | 37 |
| <p><u>Abb. 2.10:</u> Extrapolation von Strömungsdaten in die obere Hauptsprungschicht. Spektren der Energiedichte von Modell (-) und Daten (----) sowie Kohärenz und Phase aus 8 Vorhersagen in verschiedenen Verankerungen, je mindestens 112 Tage Meßdauer, 3 Moden, 3 - 4 Stützstellen, links Ostkomponente, rechts Nordkomponente.</p> | 40 |
| <p><u>Abb. 2.11:</u> Vektorzeitreihen der Amplituden der barotropen (\underline{u}_0) sowie ersten und zweiten baroklinen (\underline{u}_1, \underline{u}_2) Rossby-Moden auf den Positionen N1 (a), N11 (b), N12 (c), N2 (d) und N2.5 (e).</p> | 44 |
| <p><u>Abb. 2.12:</u> Vergleich von interpolierten Zeitreihen (- - -) mit gemessener Strömung (____) im 670 m Niveau auf Position N1.</p> <p>a) Ostkomponente</p> <p>b) Nordkomponente</p> <p>c) Zahl der Freiheitsgrade N-M bei der vertikalen Interpolation mit M=3 Rossby-Moden und N Stützstellen.</p> | 48 |

| | <u>Seite</u> |
|---|--------------|
| <u>Abb. 3.1:</u> Interpolierte Vektorzeitreihen auf den Positionen mit vertikaler Überdeckung von Strömungsmessern N1 (a), N11 (b) und N12 (c) sowie auf den Positionen U, B, T, R, O, P, E und X mit jeweils einem Gerät zwischen 175 m und 275 m Tiefe (d). | 50 |
| <u>Abb. 3.2:</u> Zeitskalen τ_u und τ_v , Mittelwerte u und v , sowie Fluktuationsenergie FKE und Stabilitätsparameter s in Abhängigkeit von der Länge des Mittelungsintervalls für die Positionen N1, 670 m (a), N11, 540 m (b) und N2, 788 m (c). | 56 |
| <u>Abb. 3.3:</u> Das vertikale Strömungsprofil bei Position N1: barolin geostrophisch (-.-) nach Stramma (1984a) und aus direkten Messungen (-x-) mit 95%-Vertrauensgrenzen. | 66 |
| <u>Abb. 3.4:</u> Das barokline Strömungsfeld in 200 m Tiefe nach Stramma (1984a) und Mittelwerte direkter Messungen von mehr als 200 d aus 175 m bis 275 m Tiefe auf Verankerungspositionen. | 70 |
| <u>Abb. 3.5:</u> Der fluktuative Anteil der Energie im Periodenband von 2 bis 30 Tagen als Funktion der Zeit auf verschiedenen Positionen im Iberischen und Kanarischen Becken. Position N1 im Jahre 1977 nach Daten von Müller (1981). (a) in verschiedenen Tiefenniveaus (b) barotroper Anteil (c) barokliner Anteil (1. Mode). | 72 |
| <u>Abb. 3.6:</u> Nord- und Ostkomponente der Strömung in 670 m, der barotropen und der 1. baroklinen Mode auf Position N1, 179-Tage Mittel, 90 Tage Überlappend. | 76 |
| <u>Abb. 4.1:</u> a) Kohärenzspektren der Ost- und Nordkomponenten zwischen den Positionen N1 und N11 (links) und X und E (rechts). Die Tiefen sind angegeben. b) Energiespektren der Ost- (oben) und Nordkomponenten (unten) der Strömung auf den Positionen R, O, P, E und X mit den Konfidenzgrenzen für das Spektrum der kürzesten Zeitreihe. | 78 |

- Abb. 4.2: Kohärenzspektren zwischen Ost- und Nordkomponenten der Strömung in 250 m Tiefe, gemittelt auf den Positionen R, O, P, E und X, sowie für die Positionen N1 und N11. 81
- Abb. 4.3: Energiespektren der zonalen (-----) und meridionalen (——) Strömungskomponenten, gemittelt auf den Positionen R, O, P, E und X (a), auf Position N11 (b) und Position N1 (c). Die Tiefen sind angegeben. Die Geraden mit der Steigung ω^{-2} zeigen gleiches Energieniveau an. 82
- Abb. 4.4: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Position N1. Tiefen sind angegeben. Dünne Linien trennen den Anteil im Frequenzband $1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$ vom rein mesoskaligen Band $1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$. 84
- Abb. 4.5: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Position N11. Tiefen sind angegeben. 85
- Abb. 4.6: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Position N12. Tiefen sind angegeben. 86
- Abb. 4.7: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Positionen U, R, O, P, E und X in Tiefen 175 m bis 275 m. Dünne Linien bei Position E trennen den Anteil im Frequenzband $1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$ vom rein mesoskaligen Band $1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$. 87
- Abb. 4.8: Spektren der kinetischen Energie aus der Warmwassersphäre in Varianz erhaltender Form auf Position N2 und N2.5 im Iberischen Becken. Tiefen sind angegeben. 88
- Abb. 4.9: Varianz-erhaltende Spektren der kinetischen Energie an ausgewählten Positionen im Nordostatlantik. Quellen s. Text. Einheiten der Abzissen $1/d$ und der Ordinaten cm^2/s^2 . Die 2000m (——) und die 4000m (- - -) Tiefenlinien sind eingezeichnet. 92

Abb. 4.10: Spektren des barotropen (oben) und baroklinen (erste Mode, unten) Anteils in der zonalen (----) und in der meridionalen (—) Komponente der Strömung auf Position N1. Die Gerade mit der Steigerung ω^{-2} liegt zum besseren Vergleich auf gleichem Niveau.

Abb. 4.11: Spektren des barotropen (oben) und baroklinen (erste Mode, unten) Anteils in der zonalen (----) und in der meridionalen (—) Komponente der Strömung auf Position N11. Die Gerade mit der Steigerung ω^{-2} liegt zum besseren Vergleich auf gleichem Niveau.

Abb. 4.12: Varianz-erhaltende Spektren der barotropen, ersten baroklinen und zweiten baroklinen Mode auf Position N1. Dünne Linien trennen den Anteil im Frequenzband $1/2048 \text{ d}^{-1}$ bis $1/180 \text{ d}^{-1}$ vom rein mesoskaligen Band $1/180 \text{ d}^{-1}$ bis $1/46.5 \text{ d}^{-1}$.

Abb. 4.13: Varianz-erhaltende Spektren der barotropen, ersten baroklinen und zweiten baroklinen Mode auf Position N11.

Abb. 4.14: Varianz-erhaltende Spektren der barotropen, ersten baroklinen und zweiten baroklinen Mode auf Position N12.

Abb. 4.15: Varianz erhaltende Spektren der barotropen und ersten baroklinen Mode auf Position N2.

Abb. 4.16: Varianz erhaltende Spektren der barotropen und ersten baroklinen Mode auf Position N2.5.

Abb. 4.17: Kohärenz- und Phasenspektren zwischen barotroper und erster barokliner Mode, zonale Komponente (links) und meridionale Komponente (rechts), auf Position N1.

Abb. 4.18: Kohärenz- und Phasenspektren zwischen barotroper und erster barokliner Mode, zonale Komponente (links) und meridionale Komponente (rechts), auf Position N11.

Abb. 4.19: Spektren des barotropen Anteils in der zonalen (links) und in der meridionalen Komponente (rechts) nach dem barotropen Modell von Willebrand et al. (1980, gepunktete Linien), nach dem Modell von Müller und Frankignoul (1981, gestrichelte Linien) und aus Strömungsmessungen auf Position N1. Für die Daten und das Modell von Willebrand et al. sind die 95%-Vertrauensgrenzen angegeben.

| | | |
|-------------------|---|---------------------|
| <u>Abb. 4.20:</u> | Spektrum der vertikal integrierten kinetischen Energie der ersten baroklinen Mode nach Müller und Frankignoul (1981, gestrichelte Linie) und nach Strömungsmessungen auf Position N1 (durchgezogene Linie). | <u>Seite</u> 108 |
| <u>Abb. 4.21:</u> | Spektrum der zonalen (links) und meridionalen Komponente der baroklinen Reaktion eines Ozeans in 1000 km Entfernung vom östlichen Rand nach dem Modell von Lippert und Käse (1985, gepunktete Linien) sowie der ersten baroklinen Mode nach Strömungsmessungen auf Position N1 (durchgezogene Linie). | 110 |

Anhang A: Vertikale Empirische Orthogonalfunktionen (EOF)

Es sei $D(t,x)$ ein physikalisches Feld. Wir suchen zu jedem Zeitpunkt t , $1 \leq t \leq T$ dieses Feld von P Variablen $1 \leq x \leq P$ darzustellen durch

$$(A-1) \quad D(t,x) = \sum_{m=1}^P A_m(t) \phi_m(x)$$

Die $A_m(t)$ sollen also nicht vom Ort, die $\phi_m(x)$ nicht von der Zeit abhängen.

Falls die $\phi_m(x)$ als orthogonale Funktionen bestimmt werden können, also

$$(A-2) \quad \sum_{x=1}^P \phi_m(x) \phi_n(x) = \delta_{m \ n}$$

gilt, so sind die $A_m(t)$ unmittelbar aus (A-1) zu berechnen. Man multipliziere nämlich (A-1) mit $\phi_n(x)$ und summiere über x

$$\begin{aligned} \sum_x D(t,x) \phi_n(x) &= \sum_{xm} A_m(t) \phi_m(x) \phi_n(x) \\ &= \sum_m A_m(t) \sum \phi_m(x) \phi_n(x) \\ &= \sum_m A_m(t) \delta_{m \ n} = A_n(t) \end{aligned}$$

Es gilt also für die Amplituden:

$$(A-3) \quad A_n(t) = \sum_{x=1}^P D(t,x) \phi_n(x)$$

falls (A-2) erfüllt ist.

Wir konstruieren jetzt die $\phi_n(x)$ als Eigenvektoren der Kovarianzmatrix C des Datenfeldes D mit Elementen

$$(A-4) \quad c_{xy} = \frac{1}{T} \sum_{t=1}^T D(t,x) D(t,y)$$

Die c_{xy} sind nach ihrer Definition symmetrisch, d.h. $c_{xy} = c_{yx}$, und reell. Damit besitzt die Matrix C insgesamt P orthonormale Eigenvektoren $\phi_m(x)$ mit P positiven Eigenwerten, $\lambda_m \neq 0$, die der Eigenwertgleichung

$$(A-5) \quad C \phi_m - \lambda_m^2 \phi_m = 0$$

genügen. Außerdem sind die λ_m verschieden, so daß sie nach ihrer Größe geordnet werden können.

Mit der Kovarianzmatrix (A-4) lassen sich also gemäß (A-5) und (A-3) die Funktion $A_m(t)$ und $\phi_m(x)$ konstruieren, so daß (A-1) erfüllt wird.

Wir zeigen jetzt noch, daß die Amplituden $A_m(t)$ unkorreliert sind, und daß die Summe der Eigenwerte gerade die Gesamtvarianz in den Daten ist. Dabei werden die Eigenwertgleichung (A-5) und die Orthogonalität der ϕ_n ausgenutzt.

$$\begin{aligned} (A-6) \quad \sum_t A_m(t) A_n(t) &= \sum_{x,y} \phi_m(x) \sum_t (D(t,x) D(t,y)) \phi_n(y) \\ &= \sum_{x,y} \phi_m(x) c_{xy} \phi_n(y) = \sum_{x,y} \phi_m(x) \lambda_n^2 \phi_n(y) \\ &= \lambda_n^2 \delta_{n,m} \end{aligned}$$

Die Kovarianzmatrix der Amplituden $A_m(t)$ ist also diagonal, d.h. die $A_m(t)$ sind unkorreliert. Ihre Elemente sind die Eigenwerte λ_n^2 . Aus (A-1) folgt mit der Orthogonalität der $\phi_m(x)$ für die Gesamtvarianz:

$$\begin{aligned} (A-7) \quad \sum_t D(t,x) D(t,x) &= \sum_{t,m} A_m(t) \phi_m(x) \sum_n A_n(t) \phi_n(x) \\ &= \sum_{t,m,n} A_m(t) A_n(t) \sum_x \phi_m(x) \phi_n(x) \\ &= \sum_{t,m,n} A_m(t) A_n(t) = \lambda_n^2 \end{aligned}$$

Anhang B: Lineare Approximation

Es seien \hat{y} und x zwei Größen, die durch den linearen Zusammenhang

$$(B-1) \quad \hat{y}(x) = \sum_{m=1}^M \hat{a}_m \phi_m(x)$$

modelliert werden. Die M Koeffizienten \hat{a}_m sind unbekannt und sollen mit Hilfe von N Datenpunkten (y_i, x_i) approximiert werden, $N \geq M$. Fehler in den Daten und inkorrekte Wiedergabe des die Daten erzeugenden Prozesses führen dazu, daß Abweichungen vom Modell (B-1) auftreten:

$$(B-2) \quad \underline{y} = \underline{\Phi} \underline{a} + \underline{r}$$

mit: \underline{y} : N -dimensionaler Datenvektor
 $\underline{\Phi}$: $M \times N$ Matrix mit Elementen ϕ_m
 \underline{a} : (gesuchter M -dimensionaler Koeffizientenvektor)
 \underline{r} : Abweichungen des Modells vom Istzustand, bei optimalem Modell das Rauschen auf den Daten.

Eine mögliche Näherung \underline{a} zum gesuchten Vektor $\hat{\underline{a}}$ wird durch Minimierung der quadratischen Form

$$(B-3) \quad e^2 = [\underline{\Phi} \underline{a} - \underline{y}]^T W [\underline{\Phi} \underline{a} - \underline{y}] = \text{Min.}$$

gewonnen (s. Liebelt, 1967, Kap. V). Hierin bezeichnet der Index T die Transponierte einer Matrix und W ist eine $N \times N$ -Diagonalmatrix, deren Elemente w_{ii} die Einzelabweichungen der Approximation $\underline{\Phi} \underline{a}$ von den Daten \underline{y} gewichten; sie werden dem gestellten konkreten Problem entsprechend festgelegt. Sind alle $w_{ii} = 1$ gewählt, so gibt e^2 den minimalen quadratischen Fehler zwischen genähertem Modell und Daten an.

Die notwendige Bedingung für die Existenz des Minimums von e^2

$$(B-4) \quad \frac{\partial e^2}{\partial a_m} = 0; \quad m = 1, 2, \dots, M$$

führt auf das lineare System von M Gleichungen für \underline{a} :

$$(B-5) \quad \Phi^T W \Phi \underline{a} = \Phi^T W \underline{y}.$$

Setzt man voraus, daß die gewichteten Daten mit wenigstens einer der Funktionen $\phi_m(x)$ korrelieren, so ist das System (B-5) inhomogen; anderenfalls wäre eine Anpassung nicht sinnvoll. Ferner sind in allen betrachteten Fällen die $\phi_m(x)$ orthogonal und die Datenpunkte x_i über dem Definitionsbereich verteilt. Man darf deshalb erwarten, daß der Rang der Matrix maximal ist und somit eine eindeutige Lösung \underline{a} zu (B-5) existiert.

Zur numerischen Lösung wird ein Verfahren von Gill und Murray (1978) angewendet, das in der Rechenroutine E04HFF der NAG-Bibliothek der PDP-10-Rechenanlage des Rechenzentrums der Universität Kiel implementiert ist.

Anhang C: Hauptvarianzrichtung

Es soll derjenige Winkel β bestimmt werden, um den das Koordinatensystem von Nord nach Ost gedreht werden muß, damit im neuen Koordinatensystem die Fluktuationskomponenten U' und V'

$$\begin{aligned} U' &= u' \cos \beta - v' \sin \beta \\ (C-1) \quad V' &= u' \sin \beta + v' \cos \beta \end{aligned}$$

jeweils maximale bzw. minimale Varianz besitzen. Wegen der Erhaltung der Gesamtvarianz unter der Transformation (C-1) gilt

$$(C-2) \quad \overline{V'^2} = \text{Max.} \quad \overline{U'^2} = \text{Min.}$$

Notwendige Bedingung für die Annahme der Extrema in (D-2) ist

$$(C-3) \quad \frac{d\overline{V'^2}}{d\beta} = 0$$

also unter Verwendung von (D-1) nach Rechnung

$$(C-4) \quad (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \sin 2\beta_1 + 2 \overline{u'v'} \cos 2\beta_1 = 0$$

Für fehlende Kovarianz, $\overline{u'v'} = 0$, gibt es gegenüber dem ursprünglich gewählten Koordinatensystem keine Verzugsrichtung für die Varianz, $\beta_1 = 0$.

Die Kovarianz $\overline{u'v'}$ sei jetzt signifikant verschieden von Null. Sind im ursprünglichen System außerdem beide Varianzen gleich, $\overline{u'^2} = \overline{v'^2}$, so ist $\beta_1 = 45^\circ$, d.h. die stärksten Fluktuationen sind der nordöstlichen Strömungskomponente zuzuordnen. Für $\overline{u'^2} \neq \overline{v'^2}$ folgt aus (D-4)

$$(C-5) \quad \tan 2\beta_1 = -2 \overline{u'v'} / (\overline{u'^2} - \overline{v'^2})$$

als notwendige Bedingung für die Annahme des Maximums. Falls auch die

hinreichende Bedingung

$$(D-6) \quad \left. \frac{d^2 \overline{V'^2}}{d\beta^2} \right|_{\beta = \beta_1} = 2 (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \cos 2\beta, - 4 \overline{u'v'} \sin 2\beta_1 < 0$$

erfüllt ist, so ist β_1 die Hauptvarianzrichtung, sonst wegen (C-2) der Winkel $\beta_2 = \beta_1 + 90^\circ$. Mit $\overline{u'^2} \neq \overline{v'^2}$ und $\overline{u'v'} \neq 0$ ist der Fall eines Sattelpunkts ausgeschlossen. Es sei noch erwähnt, daß durch (C-5) der Winkel β_1 immer im oberen Halbraum, d.h. von -90° (West) bis $+90^\circ$ (Ost), liegt.

Danksagung

Das Programm der Langzeitstrommessungen im südlichen Iberischen Becken und im nördlichen Kanarenbecken wurde 1976 durch die Gruppe NEADS (North East Atlantic Dynamics Studies) von SCOR WG 34 (Internal Dynamics of the Ocean) initiiert. Als deren Mitglied hat Prof. Dr. G. Siedler es mir ermöglicht, von Anfang an einen Teil der Seereisen sowie die Datenanalyse in weitgehend eigener Verantwortung durchzuführen. Er regte dann auch an, die barotropen Anteile an den Strömungsschwankungen zu untersuchen, was schließlich zu dieser Arbeit führte.

Dr. habil. R. Käse, Prof. J. Willebrand und Dr. W. Zenk gaben in Diskussionen wertvolle Anregungen. Rolf Käse stellte mir außerdem sein Programm zur Berechnung der vertikalen Eigenfunktionen zur Verfügung.

Die Verankerungsarbeiten wurden zwischen 1977 und 1985 auf insgesamt 11 Fahrten mit den Forschungsschiffen METEOR, POSEIDON und SHACKLETON durchgeführt. In Zusammenarbeit mit den Kapitänen und Besatzungen hat die Verankerungsgruppe mit D. Carlsen den Erfolg trotz mancher anfänglicher Rückschläge technisch erst ermöglicht.

In der Datenaufbereitung, beim Zeichnen und in der Textverarbeitung haben Frau Tietze, Frau Brückner und Frau Drews geduldig und mit Fassung manche Änderung ursprünglicher Entwürfe getragen.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft förderte die Arbeiten zunächst unter Mu 463/2 und Mu 363/3, dann im SFB 133/TP C1 und im Rahmen verschiedener METEOR-Expeditionen großzügig.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau Inge und meinen Kindern Jan, Birte und Lars, die besonders in den letzten Monaten meinerwegen vieles zurückstellten; manchmal habe ich es sicher nicht einmal bemerkt.

BERICHTE AUS DEM INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

Verzeichnis der veröffentlichten Arbeiten

- 1 (1973) FECHNER, H. Orthogonale Vektorfunktionen zur stetigen Darstellung von meteorologischen Feldern auf der Kugeloberfläche
- 2 (1974) SPETH, P. Mittlere Meridionalschnitte der verfügbaren potentiellen Energie für jeden Januar und Juli aus dem Zeitraum 1967 bis 1972
- 3 (1974) SPETH, P. Mittlere Horizontalverteilungen der Temperatur und der verfügbaren potentiellen Energie und mittlere Meridionalschnitte der Temperatur für jeden Januar und Juli aus dem Zeitraum 1967 bis 1972
- 4 (1974) DEFANT, Fr. Das Anfangstadium der Entwicklung einer baroklinen Wellenstörung in einem baroklinen Grundstrom
- 5 (1974) FECHNER, H. Darstellung des Geopotentials der 500 mb-Fläche der winterlichen Nordhalbkugel durch natürliche Orthogonalfunktionen
- 7 (1974) SPETH, P. Die Veränderlichkeit der atmosphärischen Zirkulation, dargestellt mit Hilfe energetischer Größen
- 8 (1975) SKADE, H. Eine aerologische Klimatologie der Ostsee. Teil I - Textband
- 9 (1975) SKADE, H. Eine aerologische Klimatologie der Ostsee. Teil II - Abbildungsband
- 10 (1975) MÜLLER, H. Bestimmungstafeln für die Fischparasiten der Kieler Bucht
- 11 (1975) KEUNECKE, K.H.,
KOHN, H.,
KRAUSS, W.,
MIOSGA, G.,
SCHOTT, F.,
SPETH, P.,
WILLEBRAND, J.,
ZENK, W. Baltic 75 - Physikalischer Teil
Messungen des IfM, der FWG und der DFVLR
- 13 (1975) RUMOHR, H. Der Einfluß von Temperatur und Salinität auf das Wachstum und die Geschlechtsreife von nutzbaren Knochenfischen (Eine Literaturstudie)
- 14 (1975) PULS, K.E.,
MEINCKE, J. General Atmospheric Circulation and Weather Conditions in the Greenland-Scotland Area for August and September 1973
- 15 (1975) MÜLLER, H. Bibliography on parasites and diseases of marine fishes from North Sea and Baltic Sea
- 16 (1975) LÖBE, D. Schwermetall-Kontamination von Phytoplankton unter natürlichen Verhältnissen und in Laborkulturen
- 17 (1976) BEHR, H.D. Untersuchungen zum Jahresgang des atmosphärischen Wärmehaushalts für das Gebiet der Ostsee. Teil I - Textband
- 18 (1976) BEHR, H.D. Untersuchungen zum Jahresgang des atmosphärischen Wärmehaushalts für das Gebiet der Ostsee. Teil II - Abbildungsband
- 19 (1976) BROCKMANN, Ch.,
MEINCKE, J.,
PETERS, H.,
SIEDLER, G.,
ZENK, W. GATE - Oceanographic Activities on FRG-Research Vessels
- 20a (1977) WILLEBRAND, J.,
MÖLLER, P.,
20b OLBERS, D.J. Inverse Analysis of the Trimooored Internal Wave Experiment (IWEX)
Part 1
Part 2
- 21 (1976) MÜLLER, H. Die Biologie des Flachwassers vor der westdeutschen Ostseeküste und ihre Beeinflussung durch die Temperatur - eine Literaturstudie
- 22 (1976) PETERS, H. GATE - CTD Data measured on the F.R.G. Ships Shipboard Operations-Calibration-Editing
- 23 (1976) KOLTERMANN, K.P.,
MEINCKE, J.,
MÖLLER, T. Overflow '73 - Data Report 'Meteor' and 'Meerkatze 2'
- 24 (1976) LIEBING, H. Grundlagen zur objektiven Ermittlung eines Bodenluftdruckfeldes für ein begrenztes Gebiet (Ostsee)
- 25 (1976) SIMONS, T.J. Topographic and Baroclinic Circulations in the Southwest Baltic
- 26 (1976) KIELMANN, J.,
HOLTORFF, J.,
REIMER, U. Data Report Baltic '75
- 27 (1976) BEHRENDT, J. Der Zusammenhang zwischen wahrem und geostrophischem Wind über der Ostsee während "Baltic '75"

- 28 (1977) DEFANT, Fr.,
SPETH, P. Zwischenbericht der Arbeitsgruppe "Diagnose Empirischer Felder der Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation" im Schwerpunkt "Energiehaushalt und Zirkulation der Atmosphäre" der Deutschen Forschungsgemeinschaft
- 29 (1977) MEINCKE, J. Measurements of Currents and Stratification by FRV "Anton Dohrn" during the GATE Equatorial Experiment
- 30 (1977) SANFORD, Th. Design Concepts for a Shallow Water Velocity Profiler and a Discussion of a Profiler Based on the Principles of Geomagnetic Induction
- 31 (1977) MÜLLER, H. Indexed bibliography on parasites and diseases of marine fish from North Sea and Baltic Sea (2nd edition)
- 32 (1977) BROCKMANN, Ch.,
HUGHES, P.,
TOMCZAK, M. Data Report on Currents, Winds and Stratification in the NW African Upwelling Region during early 1975
- 33 (1977) SIERTS, H.W. Meteorologische Einflüsse auf das Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika
- 34 (1977) CUBASCH, U. Spektren des Windes über Land und über Meer im Periodenbereich von 1 Minute bis 1 Tag
- 35 (1977) KAMINSKI, U. Klassifikation der Wetterlagen über dem Wetterschiff - C - durch vertikale natürliche Orthogonalfunktionen
- 36 (1977) JECKSTRÖM, W. Eine Entwicklung des Geopotentialfeldes der 500 mb-Fläche im Winter der Nordhalbkugel in natürliche Orthogonalfunktionen und eine Interpretation der Ergebnisse im Zusammenhang mit tatsächlichen synoptischen groß-skaligen Wetterlagen
- 37 (1977) CLAUS, E.,
HESSLER, G.,
SPETH, P.,
UHLIG, K. Datendokumentation zum meteorologischen Meßprojekt 1976
- 38 (1977) KIRK, E. Objektive Analysen meteorologischer Parameter über der Kieler Bucht
- 40 (1978) OSTHAUS, A.,
SPETH, P. Large-scale horizontal fluxes of sensible energy and of momentum caused by mean standing eddies for each January and July of the period 1967 until 1976
- 41 (1978) SPETH, P. Mean meridional cross-sections of the available potential energy for each January and July of the period 1973 until 1976
- 42 (1978) SPETH, P. Mean meridional cross-sections of the available potential energy for each April and October of the period 1967 until 1976
- 43 (1978) SPETH, P. Mean horizontal fields of temperature available potential energy and mean meridional cross-sections of temperature for each January and July of the period 1967 until 1976
- 44 (1978) FECHNER, H. Darstellung meteorologischer Felder mit endlichem Definitionsgebiet durch Reihen orthogonaler Funktionen
- 45 (1978) RIECKE, W. In der Meteorologie benutzte objektive horizontale Analysenverfahren im Hinblick auf die Anwendung bei wissenschaftlichen Untersuchungen
- 46 (1978) OSTHAUS, A. Die Struktur der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im Januar und Juli und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls
- 47 (1978) CORNUS, H.-P. Untersuchungen zu Deckschichtänderungen und zur Anwendbarkeit eindimensionaler Deckschichtmodelle im äquatorialen Atlantik während GATE 1974
- 48 (1978) WÜRNER, F.G.,
KOHN, A. Liste der Mikronekton- und Zooplanktonfänge der Deutschen Antarktis-Expedition 1975/76
- 49 (1978) DETLEFSEN, H. Wasseroberflächentemperaturen und Luftdruckdifferenzen im Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika von 1969-1976
- 50 (1978) MENGELKAMP, H.-T. Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Ostsee während des Meßprojektes "Kieler Bucht" 1976
- 51 (1978) BROCKMANN, C.,
FAHRBACH, E.,
URQUIZO, W. ESACAN - Data report
- 52 (1978) STROFING, R. Die Struktur der atmosphärischen Temperatur- und Geopotentialwellen und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls während eines viertel-jährigen Winterzeitraums November 1967 - Januar 1968
- 53 (1978) SPETH, P. Mean horizontal fields of temperature and geopotential height for each January, April, July and October for the period 1967 - 1976
- 54 (1978) KREY, J.(+),
BABENERD, B.,
LENZ, J. Beobachtungen zur Produktionsbiologie des Planktons in der Kieler Bucht: 1957-1975 - 1. Datenband
- 55 (1978) PAULY, D. A preliminary compilation of fish length growth parameters
- 56 (1978) WITTSTOCK, R.-R. Vergleich der aus Temperatur- und Dichtefluktuationen berechneten Vertikalgeschwindigkeit im GATE-Gebiet

- 57 (1978) STRUVE, S. Transport und Vermischung einer passiven Beimengung in einem Medium mit einem vorgegebenen Geschwindigkeitsfeld
- 58 (1978) MÜLLER, H. Effects of Power Plant Cooling on Aquatic Biota - An Indexed Bibliography -
- 59 (1978) JAMES, R.,
WÖRNER, F.G. Results of the Sorting of the Mikronekton and Zooplankton
Material sampled by the German Antarctic Expedition 1975/76
- 60 (1978) WÖRNER, F.G. Liste der Mikronekton- und Zooplanktonfänge der 2. Deutschen Antarktis-Expedition
1977/78
- 61 (1978) SCHWEIMER, M. Physikalisch-ozeanographische Parameter in der westlichen Ostsee
- Eine Literaturstudie -
- 62 (1979) MÖLLER, T.J.,
MEINCKE, J.,
BECKER, G.A. Overflow '73: The Distribution of Water Masses on the Greenland-Scotland Ridge in
August/September 1973 - A Data Report -
- 63 (1979) PAULY, D. Gill size and temperature as governing factors in fish growth: a generalization of von
Bertalanffy's growth formula
- 64 (1979) WÖBBER, C. Die zweidimensionalen Seiches der Ostsee
- 65 (1979) KILS, U. Schwimmverhalten, Schwimmleistung und Energiebilanz des antarktischen Krills, Euphausia
superba - Ergebnisse der zweiten deutschen Antarktis-Expedition des "FFS Walther Herwig"
im Südsommer 1977/78
- 66 (1979) KREMLING, K.,
OTTO, C.,
PETERSEN, H. Spurenmetall-Untersuchungen in den Förden der Kieler Bucht - Datenbericht von 1977/78
- 67 (1979) RHEINHEIMER, G. Mikrobiologisch-ökologische Untersuchungen in verschiedenen Flüssen Schleswig-Holsteins
- Daten -
- 68 (1979) KNOLL, M. Zur Wärmebilanz der ozeanischen Deckschicht im GATE-Gebiet
- 69 (1979) ZENK, W.,
SCHAUER, U.,
PETERSOHN, U.,
MITTELSTAEDT, R.U. Bodenströmungen und Schichtungsverhältnisse in der nördlichen Kieler Bucht im März 1978
- 70 (1979) REDELL, R.-D. Winderzeugte Trägheitsbewegungen und Energiekorrelationen interner Wellen im tropischen
Atlantik
- 72 (1979) HERRMANNSEN, U. Energiespektren von Temperatur, Geopotential und Wind an ausgewählten Gitterpunkten des
DWD-Gitternetzes der Nordhalbkugel
- 73 (1979) PERKUHN, J. Spektrale Betrachtung der groß-skaligen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls
an ausgewählten Gitterpunkten des DWD-Gitternetzes der Nordhemisphäre
- 74 (1979) VOGL, Ch. Die Struktur der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im April und Oktober und
die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpulse
- 75 (1980) NIELAND, H. Die Nahrung von Sardinen, Sardinellen und Maifischen vor der Westküste Afrikas
- 76 (1980) DAMM, U. Langfristige Veränderungen in der Verbreitung von Nordseefischen, untersucht durch
Korrelations- und Varianzanalyse
- 77 (1980) DAUB, P. Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Kieler Bucht im Zeitraum April bis
Oktober 1977
- 78 (1980) EBBRECHT, H.-G. Die verfügbare potentielle Energie des Planetarischen Wirbels und ihre jährliche
Variation
- 79 (1980) WOSNITZA-MENDO, C. Zur Populationsdynamik und Ökologie von Tilapia rendalli (Blgr.) im Lago Sauce (Peru)
- 80 (1981) ZEITZSCHEL, B.,
ZENK, W. ANTARKTIS 80/81, Beobachtungen und erste Ergebnisse der "Meteor"-Reise 56 aus der
Scotia-See und der Bransfield-Straße im November/Dezember 1980 (ANT I): ein nautischer
und wissenschaftlicher Bericht
- 81 (1981) STRUNK, H.A. Die kinetische Energie des planetarischen Wirbels und ihre jährliche Variation
- 82 (1981) PETERS, H. Zur Kinematik eines stochastischen Feldes interner Wellen in einer Scherströmung
- 83 (1981) WILLEBRAND, J. Zur Erzeugung großräumiger Ozeanischer Strömungsschwankungen in mittleren Breiten durch
veränderliche Windfelder
- 84 (1981) STRAMMA, L. Die Bestimmung der Dynamischen Topographie aus Temperaturdaten aus dem Nordostatlantik
- 85 (1981) BAUERLE, E. Die Eigenschwingungen abgeschlossener, zweigeschichteter Wasserbecken bei variabler
Bodentopographie
- 86 (1981) MÜLLER, H. Feldführer zur Diagnose der Fischkrankheiten und wichtigsten Fischparasiten in Nord- und
Ostsee
- 87a (1981) KIELMANN, J. Grundlagen und Anwendung eines numerischen Modells der geschichteten Ostsee
- Teil 1 -
- 87b (1981) KIELMANN, J. - Teil 2 - (Anhang, Literatur, Abbildungen)

- 88 (1981) WOODS, J.D. The GATE Lagrangian Batfish Experiment - Summary Report -
- 89 (1981) LEACH, H., The GATE Lagrangian Batfish Experiment - Data Report -
MINNETT, P.J.
- 90 (1981) MÖLLER, T.J. Current and temperature measurements in the North-East Atlantic during NEADS
- a data report
- 91 (1981) LUPATSCH, J., Der Zustand der Fischbestände in der Schlei und die Entwicklung der Fischerei im Zeit-
raum 1962 - 1981
NELLEN, W.
- 92 (1981) HESSLER, G. Untersuchung bodennaher Temperatur- und Windfelder im Übergangsbereich Land-See am
Beispiel der Kieler Bucht
- 93 (1981) STEINHAGEN- Fucus vesiculosus als Schwermetall-Bioakkumulator - Der Einfluß von Temperatur, Salz-
SCHNEIDER, G. gehalt und Metallkombination auf die Inkorporationsleistung
- 94 (1982) RIEGER, K.-W. Die räumliche und zeitliche Veränderlichkeit des meridionalen Transportes sensibler
Energie im 850 und 200 mb-Niveau während eines Jahre (1975)
- Teil 1 - Textband
- Teil 2 - Abbildungsband
- 95 (1982) MYDLA, B. Longitudinale und zeitliche Veränderlichkeit des durch stehende und wandernde Wellen
getätigten meridionalen Transportes von relativem Drehimpuls im 200 und 500 mb-Niveau in
der Breitenzone von 20° bis 60°N während des Jahres 1975
- Teil 1 - Textband
- Teil 2 - Abbildungsband
- 96 (1982) WILLENBRINK, E. Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik
- 97 (1982) HORCH, A., CTD Measurements Made From F.S. POSEIDON During JASIN 1978
MINNETT, P.,
WOODS, J.D. - A Data Report -
- 98 (1982) ASTHEIMER, H. Die Variabilität der Phytoplanktonschichtung in driftenden Wasserkörpern. Untersuchungen
aus dem Skagerrak, Kattegat und Bornholm-Becken im März 1979
- 99 (1982) QUADFASEL, D. Über den Monsunresponse der Zirkulation im westlichen äquatorialen Indischen Ozean
- 100 (1982) LEACH, A. Spektrale Untersuchungen des Geopotentials und des Geostrophischen Windes im 200 mb-
Niveau und Parametrisierung von großturbulentem meridionalen Drehimpulstransport
- 101 (1982) SIEDLER, G. SI-Einheiten in der Ozeanographie
- 102 (1982) STRUVE-BLANCK, S. Die Strömungen in der Kieler Bucht
- 103 (1982) KXSE, R., CTD-Data from the North Canary Basin - "Poseidon" Cruise 86/2 -
RATHLEV, J. 26 March - 13 April, 1982
- 104 (1982) KRAUSS, W., A detailed description of a semispectral model on the β -plane
WÖBBER, Ch.
- 105 (1982) SCHAUER, U. Zur Bestimmung der Schubspannung am Meeresboden aus der mittleren Strömung
- 106 (1983) HORSTMANN, U. Distribution patterns of temperature and watercolour in the Baltic Sea as recorded in
satellite images: Indicators for phytoplankton growth
- 107 (1982) WITTSTOCK, R.-R. Zu den Ursachen bodennaher Strömungsschwankungen in der nordöstlichen Kieler Bucht
- 108 (1982) SCHRÖDER, M. Das statische Verhalten von Einpunktverankerungen bei Anströmung
- 109 (1982) BREITENBACH, J., Anleitung für Benutzer des Rechenprogramms STASIP (statics of single-point moorings)
SCHRÖDER, M.
- 110 (1983) BAUERFEIND, E., Planctological and chemical data from the Atlantic at 22°W obtained in February to
BOJE, R., June 1979 ("FGGE-Equator '79")
FAHRBACH, E.,
LENZ, J.,
MEYERHÖFER, M.,
ROLKE, M.
- 111 (1983) SY, A. Warmwassersphäre - Handling and Processing of Hydrographic Data -
- Technical Report -
- 112 (1983) KETZLER, C. Zur Kinematik der Gezeiten im Rockall-Gebiet
- 113 (1983) FAHRBACH, E. Transportprozesse im zentralen äquatorialen Atlantik und ihr Einfluß auf den Wärme-
inhalt
- 114 (1983) MÖLLER, T.J., Some Eulerian current measurements and XBT-sections from the North East Atlantic
ZENK, W. - October 1980 - March 1982 - A Data Report -
- 115 (1983) VIEHOFF, Th. Bestimmung der Meeresoberflächentemperatur mittels hochauflösender Infrarot-Satelliten-
messungen
- 116 (1983) HILLER, W., Objective analysis of hydrographic data sets from mesoscale surveys
KXSE, R.H.

- 117 (1983) PRICE, J.M. Historic hydrographic and meteorological data from the North Atlantic and some derived quantities
- 118 (1983) FAHRBACH, E., Nordostatlantik '81 - Data Report -
- 119 (1983) KRAUSS, W., MEINCKE, J., SY, A. Nordostatlantik '82 - Data Report -
- 120 (1983) HORCH, A., BARKMANN, W., WOODS, J.D. Die Erwärmung des Ozeans hervorgerufen durch solare Strahlungsenergie
- 121 (1983) SINN, M. Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel sowie des menschlichen Körpers aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung
- 122 (1984) ASMUS, H. Freilanduntersuchungen zur Sekundärproduktion und Respiration benthischer Gemeinschaften im Wattenmeer der Nordsee
- 123 (1984) BREY, Th. Gemeinschaftsstrukturen, Abundanz, Biomasse und Produktion des Makrozoobenthos sandiger Böden der Kieler Bucht in 5 - 10 m Wassertiefe
- 124 (1984) KREMLING, K., WENCK, A. Chemical Data from the NW African Upwelling Region ("Auftrieb '75" and "Ostatlantik-Biozirkel 1983")
- 125 (1984) STRAMMA, L. Wassermassenausbreitung in der Warmwassersphäre des subtropischen Nordostatlantiks
- 126 (1984) JÄGER, T., NELLEN, W., SELL, H. Beleuchtete Netzgehegeanlagen zur Aufzucht von Fischbrut bis zur Setzlingsgröße - Eine Bauanleitung und Aufzuchtbeschreibung -
- 127 (1984) MÜLLER, T.J. Eulerian Current Measurements from the North East Atlantic - March 1982 - October 1983 - A Data Report -
- 128 (1984) WOODS, J.D. The Warmwatersphere of the Northeast Atlantic - A Miscellany -
- 129 (1984) FINKE, M. Messungen zum Widerstandsbeiwert von Verankerungskomponenten
- 130 (1984) GERLACH, S.A. Oxygen Depletion 1980 - 1983 in Coastal Waters of the Federal Republic of Germany. First Report of the Working Group "Eutrophication of the North Sea and the Baltic"
- 131 (1984) ASMUS, R. Benthische und pelagische Primärproduktion und Nährsalzbilanz Eine Freilanduntersuchung im Watt der Nordsee
- 132 (1984) BAUER, J., WOODS, J.D. Isopycnic Atlas of the North Atlantic Ocean - monthly mean maps and sections -
- 133 (1984) KNOLL, M. Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet
- 134 (1984) FAHRBACH, E., KRAUSS, W., MEINCKE, J., SY, A. Nordostatlantik '83 - Data Report -
- 135 (1984) SAURE, G. Verhalten der Freifallprofilsonde FPS
- 136 (1984) FIEDLER, M., TEMMING, A., WEIGELT, M. Eine Analyse der fischereibiologischen und fischereilichen Verhältnisse in einem für die Ölförderung genutzten Offshore-Bereich des deutschen Ostseegebietes
- 137 (1985) BÖNING, C. Eine Untersuchung der Dynamik der windgetriebenen ozeanischen Zirkulation mit einem wirbelauflösenden barotropen Modell
- 138 (1985) WEIGELT, M. Auswirkungen des Sauerstoffmangels 1981 auf Makrozoobenthos und Bodenfische in der Kieler Bucht
- 139 (1985) BREITENBACH, J., ZENK, W., DASCH, W., WITTSTOCK, R.-R., SCHLOSSER, P. A compilation of hydrographic data from the Canary Basin, October to November 1983
- 140 (1985) LENZ, J., SCHNEIDER, G., ELBRÄCHTER, M., FRITSCH, P., JOHANNSEN, H., WEISSE, T. Hydrographic, chemical, and planktological data from the North-West-African upwelling area, obtained from february to april 1983 (OSTATLANTIC-BIOZIRKEL)
- 141 (1985) OSTERROHT, C., WENCK, A., KREMLING, K., GÖCKE, K. Chemical planktological and microbiological investigations at an anchor station in Kiel Bight during 1981/82

- 142 (1985) ENNENGA, U. Objektive Analyse aktueller Wind- und Druckfelder über dem Nordatlantik
- 143 (1985) BAUER, J.,
FISCHER, J.,
LEACH, H.,
WOODS, J.D. SEA ROVER Data Report I - North Atlantic Summer 1981 - NOA '81 -
- 144 (1985) WEISSE, Th. Die Biomasse und Stoffwechselaktivität des Mikro- und Mesozooplanktons in der Ostsee
- 145 (1985) NIESSLBECK, P.,
VOIGT, M.,
KIM, S.J.,
BOLMS, G.,
HOPPE, H.-G. Auswirkungen von Salzgehalts- und Temperaturänderungen auf die Extrazelluläre Enzymaktivität marin-pelagischer Mikroorganismen
- 147 (1985) PAULY, D. Zur Fischereibiologie tropischer Nutztiere - Eine Bestandsaufnahme von Konzepten und Methoden -
- 148 (1985) BABENERD, B.,
ZEITZSCHEL, B. Trends für eintragsrelevante Faktoren und für die Nährsalzkonzentrationen im Wasser der Kieler Bucht
- Ein Beitrag zur Erforschung der Eutrophierung der Nord- und Ostsee -
- 149 (1986) BREY, T.,
PAULY, D. Electronic Length Frequency Analysis - A User's Guide to ELEFAN 0, 1 AND 2 (Revised and Expanded Version)
- 150 (1985) LIPPERT, A. Erzeugung niederfrequenter ozeanischer Variabilität durch fluktuierende Windfelder
- 151 (1986) ZARKESCHWARI, N. Fische als Fischräuber, dargestellt an der Nahrung demersaler Fische der Nordsee
- 152 (1986) STIENEN, Ch. Die Phytoplanktonentwicklung in Abhängigkeit von der Nährsalzkonzentration
Ein Vergleich zwischen Kieler Förde und Kieler Bucht
- 153 (1986) BAUER, E. Isopyknische und diapyknische Ausbreitungsvorgänge im tropischen und subtropischen Nordatlantik
- 154 (1986) AMBAR, I. et al. TOPOGULF - A joint programme initiated by IFREMER, Brest (France) - IFM, Kiel (W.Germany)
- Data Report -
- 155 (1986) DICKE, M. Vertikale Austauschkoefizienten und Porenwasserfluß an der Sediment/Wasser-Grenzfläche
- 156 (1986) ONKEN, R. Numerische Simulation der Erzeugung und Instabilität mesoskaliger Fronten
Numerical Simulation of the Generation and Instability of Mesoscale Fronts
- 157 (1986) WENZEL, M.K.CH. Die mittlere Zirkulation des Nordatlantik auf der Grundlage klimatologischer hydrographischer Daten
- 158 (1986) BARTHEL, K.-G. Die Stellung dominanter Copepoden-Arten im Nahrungsgefüge typischer Wasserkörper der Grönland-See
- 159 (1986) WÖBBER, Ch. Ein numerisches Modell zur Untersuchung barokliner Rossby-Wellen im Nordatlantik
- 160 (1987) ISEMER, H.-J. Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik
- 160a (1987) ISEMER, H.-J. The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean - a technical description of the data tape -
- 161 (1987) SCHLOSSEL, P. Infrarotfernerkundung von Oberflächentemperaturen sowie atmosphärischen Temperatur- und Wasserdampfstrukturen
- 162 (1987) VIEHOFF, Th. Bestimmung mesoskaliger Variabilitäten der Oberflächentemperatur und der Attenuation im Nordatlantik aus Satellitenmessungen
- 163 (1986) KILS, U. Verhaltensphysiologische Untersuchungen an pelagischen Schwärmen
Schwarmbildung als Strategie zur Orientierung in Umwelt-Gradienten
Bedeutung der Schwarmbildung in der Aquakultur
- 164 (1987) FISCHER, J. Struktur und Dynamik einer mesoskaligen Front im Wirbelfeld des Nordatlantischen Stromes
- 165 (1987) STAMMER, D.,
WOODS, J.D. Isopycnic Potential Vorticity Atlas of the North Atlantic Ocean
- monthly mean maps -
- 166 (1987) MÖLLER, T.J.,
FINKE, M.,
DASCH, W.,
WITTSTOCK, R.-R. Hydrographic and current measurements in the North-East Atlantic Ocean
Data Report F.S. Meteor Cruises 69/5 and 69/6 October to November 1984
- 167 (1987) BECKMANN, A. Die Modellierung mesoskaliger quasigeostrophischer Instabilität
- 168 (1987) ROLKE, M. Ein Verfahren zur Auswertung von Zooplanktonfeldproben mittels der quantitativen automatischen Bildanalyse am Beispiel von Material der "Meteor-Äquatorexpedition 1979"
- 169 (1987) STEGMANN, P.M. Untersuchungen zur Variabilität der sonnenlichtangeregten Fluoreszenz von Phytoplankton in der Ostsee im Hinblick auf Fernerkundung
- 170 (1987) MÖLLER, T.J. Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nordostatlantik

